ORSAY Série A
N° d'ordre 185

Inscrit aux archives originales
du Centre de Documentation
C.N.R.S. sous le N°
A 01180

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Pierre LOWYS

1ère THESE : *"Etude des Modes de Désintégration du K° à Longue Vie Moyenne".*

2ème THESE : Proposition donnée par la Faculté : *"Les Neutrinos Cosmiques".*

27 Juin 1966

Commission d'examen : Monsieur A. BLANC-LAPIERRE — *Président*
Monsieur J. PRENTKI — *Examinateur*
Monsieur A. LAGARRIGUE — *Examinateur*

ORSAY Série A
N° d'ordre 185

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Pierre LOWYS

1ère THESE : *"Etude des Modes de Désintégration du K° à Longue Vie Moyenne".*

2ème THESE : Proposition donnée par la Faculté : *"Les Neutrinos Cosmiques".*

27 Juin 1966

Commission d'examen : Monsieur A. BLANC-LAPIERRE — *Président*
Monsieur J. PRENTKI — *Examinateur*
Monsieur A. LAGARRIGUE — *Examinateur*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

A MA FEMME.

INTRODUCTION

Parmi les différentes voies explorées pour rendre compte du comportement des particules, une des plus sûres semble être celle des règles de sélection.

La physique des mésons K, en particulier, permet des vérifications variées des règles leptoniques $\Delta S = \Delta Q$ et $\Delta I = \frac{1}{2}$, ainsi que de la règle non leptonique $\Delta I = \frac{1}{2}$.

C'est dans le but de vérifier ou d'infirmer la règle $\Delta S = \Delta Q$ que fut envisagée l'expérience dont nous allons rendre compte. La chambre à bulles à liquide lourd de l'Ecole Polytechnique fut placée en 1962 auprès du proton-synchrotron du C.E.R.N., dans un faisceau de K^+ de 800 MeV/c. L'analyse des 250.000 photographies prises devait permettre l'étude dans de bonnes conditions des désintégrations électroniques de K°.

En outre, vu la grande taille de la chambre, on pouvait espérer obtenir de nombreux renseignements au sujet des autres modes de désintégration du K° à longue vie moyenne. De fait, on put étudier tous ses modes de désintégration, nommément : les deux modes leptoniques ($\pi e \nu, \pi \mu \nu$) et les deux modes pioniques ($\pi^+ \pi^- \pi^\circ$ et $3\pi^\circ$).

Le mode $\pi e \nu$ a déjà fait l'objet de nombreuses publications (réf. II.6 et V.1) de même que les modes 3π (réf. I.14 et VI.2).

Aussi développerons nous plus spécialement ici ce qui concerne le mode muonique (ch. IV). L'exposé relatif au mode électronique (ch. V) et aux modes non leptoniques (ch. VI), sera plus succinct.

Les méthodes d'analyse de chacun de ces modes sont en grande partie similaires, et il nous a paru bon de rassembler en un chapitre les détails techniques communs à tous les modes (ch. II).

Quant aux aspects théoriques de notre expérience, ils seront indiqués au premier chapitre. Précisons tout de suite que notre étude se fera dans l'approximation d'invariance des interactions faibles sous l'opération PC (parité x conjugaison de charge).

Nous verrons en effet que tous nos résultats expérimentaux s'interprètent très bien sans qu'il soit besoin de faire intervenir la non-conservation de PC, récemment mise en évidence. Ce sera dans cette optique que nous confronterons nos résultats avec les prédictions des diverses règles de sélection relatives aux désintégrations des K° (ch. VII).

Dans ce même chapitre, sera présentée la mesure de la vie moyenne du K°_L, qui est l'inverse de la somme des différents taux partiels de désintégration.

CHAPITRE I

INTRODUCTION THEORIQUE

SOMMAIRE

Pages

A. REMARQUE LIMINAIRE. 8

B. GENERALITES SUR LES MESONS K.

1) *Les mésons K et les opérateurs étrangeté, parité, conjugaison de charge et spin isotopique.* 9

2) *Les désintégrations des mésons K neutres. Invariance sous PCT.* 10

3) *Invariance sous l'opération PC.* 11

C. DESINTEGRATION D'UN ETAT K° PUR. DEFINITION DES TAUX DE DESINTEGRATION.

1) *Expression générale du nombre de désintégrations en fonction du temps.* 14

2) *Désintégration* $K^\circ \to 2\pi$. 16

3) *Désintégration* $K^\circ \to 3\pi$. 17

4) *Désintégration* $K^\circ \to \pi \ell \nu$. 17

D. INTRODUCTION DES REGLES DE SELECTION.

1) *Rappels et notations.* 20

2) *Règle* $\Delta Q \neq 0$ *leptonique.* 22

3) *Règle* $\Delta S < 2$ *non leptonique.* 22

4) *Règle* $\Delta S = \Delta Q$ *leptonique.* 22

5) *Règles* $|\Delta I_3| = \frac{1}{2}$ *et* $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ *leptoniques.* 23

6) *Règle* $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ *non leptonique.* 25

E. CONCLUSION. LES REGLES DE SELECTION ET NOTRE EXPERIENCE.

1) $K^\circ_S \to 2\pi$. 28

2) $K^\circ \to \pi \ell \nu$. 28

3) $K^\circ_L \to 3\pi$. 29

*

* *

*

A. REMARQUE LIMINAIRE.

Nous nous proposons, dans les pages qui suivent, de faire une étude expérimentale des désintégrations des mésons K neutres.

Il est donc bon de rappeler d'abord les propriétés générales des mésons K, les lois auxquelles obéissent les désintégrations des mésons K neutres, et les règles de sélection qui peuvent s'appliquer à ces désintégrations.

Mais cet exposé théorique sera très schématique pour deux raisons : d'une part, nous supposerons connue la théorie des interactions faibles, nous contentant d'en rappeler les parties qui peuvent concerner notre étude; d'autre part, nous ne ferons la comparaison expérience-théorie que dans l'approximation d'invariance des interactions faibles sous l'opération PC. Bien sûr, cette hypothèse a été infirmée expérimentalement en 1964 par la mise en évidence du mode $K_L^o \to \pi^+\pi^-$.

Mais comme l'effet observé est petit, et que nos résultats expérimentaux peuvent tous être interprétés sans faire intervenir la non conservation de PC, les raisonnements que nous exposerons seront dans le cadre de l'ancienne théorie (PC conservé). Cependant, dans la mesure où cela nous sera nécessaire pour bien comprendre d'où viennent certaines expressions utilisées par la suite, nous serons parfois amenés à oublier cette hypothèse.

Nous allons donc successivement :

- rappeler quelques propriétés générales des mésons K;
- donner les grandes lignes du calcul des taux absolus de désintégration du K^o selon les différents modes;
- présenter les diverses règles de sélection rattachées aux désintégrations de K^o;
- rassembler les prévisions de ces règles en vue de les comparer à nos résultats expérimentaux.

B. GENERALITES SUR LES MESONS K.

I) *Les mésons K et les opérateurs parité, étrangeté, conjugaison de charge, spin isotopique.*

Les K sont produits par interactions fortes. On sait que celles-ci conservent l'étrangeté S. Donc (Réf.I.1) les mésons K ainsi obtenus sont états propres de l'étrangeté avec des valeurs propres opposées (+ 1 pour K^+ et K^o, et - 1 pour K^- et $\overline{K^o}$).

D'autre part, la parité P des K est - 1 (et leur spin est zéro : mésons pseudoscalaires).

Quant à la conjugaison de charge C, elle transforme particule en anti-particule. Donc les mésons K ne sont pas états propres de C, puique $C\,|K> = \eta_c\,|\overline{K}>$. La convention de phase que nous adopterons (*) sera $C\,|K> = -\,|\overline{K}>$ de manière à ce que $PC\,|K> = +\,|\overline{K}>$.

Enfin la relation de GELL-MANN-NISHIJIMA permet, à partir des opérateurs S, Q (charge) et N (nombre baryonique), de définir la troisième composante du spin isotopique I :

$$I_3 = Q - \frac{S + N}{2}$$

On peut donc classer les mésons K en 2 doublets de spin isotopique $I = \frac{1}{2}$.

Le tableau ci-dessous résume tout ce qui précède.

$\|K> =$	$S\,\|K> =$	$PC\,\|K> =$	$I_3\|K> =$
$\|K^+>$	$+\,\|K^+>$	$+\,\|K^->$	$\frac{1}{2}\,\|K^+>$
$\|K^->$	$-\,\|K^->$	$+\,\|K^+>$	$-\frac{1}{2}\,\|K^->$
$\|K^o>$	$+\,\|K^o>$	$+\,\|\overline{K^o}>$	$-\frac{1}{2}\,\|K^o>$
$\|\overline{K^o}>$	$-\,\|\overline{K^o}>$	$+\,\|K^o>$	$\frac{1}{2}\,\|\overline{K^o}>$

(*) Puisque la phase η_c ne peut être déterminée par les interactions fortes, qui conservent S. On sait seulement que $|\eta_c|^2 = 1$.

Remarquons dès à présent que notre expérience utilisera un flux de K^o produits par échanges de charge $K^+ n \to K^o p$, donc dans un état d'étrangeté $S = 1$ (à $t = 0$).

2) *Les désintégrations des mésons K^o. Théorème PCT.*

Ces désintégrations se font par interactions faibles; celles-ci ne conservent pas l'étrangeté, donc :

- un même état final $|f>$ pourra provenir aussi bien d'un état initial $|K^o>$ que $|\overline{K^o}>$;

- la possibilité, par l'intermédiaire des interactions faibles, de transitions $|K> \rightleftarrows |\overline{K}>$, fait que ce ne sont pas $|K^o>$ et $|\overline{K^o}>$ qui ont des vies moyennes distinctes, mais des combinaisons linéaires de $|K^o>$ et $|\overline{K^o}>$, à savoir (Réf. I.2)

$$\begin{cases} |K_S^o> = p\,|K^o> + q\,|\overline{K^o}> \\ |K_L^o> = r\,|K^o> + s\,|\overline{K^o}> \end{cases} \qquad (1)$$

où les coefficients p, q, r et s sont complexes. Mais on peut réduire de 8 à 3 le nombre de paramètres indépendants puisque:

. on a les conditions de normalisation:

$$|p|^2 + |q|^2 = |r|^2 + |s|^2 = 1$$

. l'invariance par opération PCT entraine (cfr. ref. I 22):

$$s\,p + q\,r = 0$$

. on peut fixer arbitrairement une phase, ce qui permet de poser finalement:

$$r = p \qquad s = -q$$

Donc :

$$\boxed{\begin{cases} K_S^o = p\,|K^o> + q\,|\overline{K^o}> \\ K_L^o = p\,|K^o> - q\,|\overline{K^o}> \end{cases} \quad \text{avec } |p|^2 + |q|^2 = 1} \qquad (2)$$

Expérimentalement, on constate bien l'existence de 2 vies moyennes différentes : $\tau_S \simeq 10^{-10}$ sec. et $\tau_L \simeq 5.10^{-8}$ sec.

3) *Invariance sous l'opération PC*

a) La conservation de PC dans les interactions faibles était bien vérifiée jusqu'en 1964, soit par les conséquences expérimentales de la théorie du neutrino à 2 composantes avec l'hypothèse d'invariance sous PC (donc sous T, si le théorème PCT est vrai; cfr. radioactivité β , réf. I.3), soit surtout par les désintégrations de K neutres.

En effet, si l'on définit 2 combinaisons linéaires de K° et $\overline{K^\circ}$ qui soient états propres de PC avec les valeurs propres + 1 et - 1 respectivement, à savoir

$$\boxed{\begin{aligned} |K_1^\circ\rangle &= \frac{|K^\circ\rangle + |\overline{K^\circ}\rangle}{\sqrt{2}} \\ |K_2^\circ\rangle &= \frac{|K^\circ\rangle - |\overline{K^\circ}\rangle}{\sqrt{2}} \end{aligned}} \qquad (3)$$

l'hypothèse de conservation de PC entraîne que $K_2^\circ \to 2\pi$ est interdit [puisque $PC(2\pi) = +1$] tandis que $K_1^\circ \to 2\pi$ est autorisé.

Or, expérimentalement, on avait toujours observé la désintégration $K^\circ \to 2\pi$ dans la composante à courte vie moyenne, et jamais dans celle à longue vie moyenne (*), ce qui vérifie bien l'hypothèse de conservation de PC, si l'on identifie K_S° avec K_1°, et K_L° avec K_2° . (i.e. $p = q = \frac{1}{\sqrt{2}}$)

b) Mise en évidence de désintégrations $K_L^\circ \to \pi^+\pi^-$

Le formalisme précédent se trouve en défaut depuis 1964, date à laquelle on a mis en évidence l'existence de désintégrations $K_L^\circ \to \pi^+\pi^-$ (réf. I.4, I.12).

(*) La limite supérieure du taux de désintégration de $K_L^\circ \to \pi^+\pi^-$ était en 1964 de 3 $^\circ/_{oo}$ (réf. I.16).

Ceci oblige à distinguer entre (K_S^o K_L^o) d'une part, et (K_1^o K_2^o) d'autre part, les premiers étant les états à vies moyennes bien définies, et les seconds les états propres de PC.

c) Conséquences pour notre expérience

D'après ce que nous avons dit en a), l'existence de désintégrations $K_L^o \to \pi^+\pi^-$ infirme l'hypothèse de la conservation de PC dans le mode $K \to 2\pi$. Cela va donc avoir des conséquences dans les autres modes $K \to \pi\ell\nu$ ou $K \to 3\pi$, qui font aussi intervenir les paramètres p et q.

Le problème est de savoir dans quelle mesure $p \neq \frac{1}{\sqrt{2}}$ et $q \neq \frac{1}{\sqrt{2}}$. Pour ce faire, nous allons présenter l'interprétation des expériences I.4 telle qu'elle est donnée par WU et YANG (réf. I.6).

Ces expériences ont permis de mesurer le module du nombre η_{+-} défini par le rapport des amplitudes a_{+-}^L ($K_L^o \to \pi^+\pi^-$) et a_{+-}^S ($K_S^o \to \pi^+\pi^-$). En effet :

$$|\eta_{+-}| = \left| \frac{a_{+-}^L}{a_{+-}^S} \right| = \left[\frac{\Gamma(K_L^o \to \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S^o \to \pi^+\pi^-)} \right]^{1/2} = (2{,}0 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-3} \qquad (4)$$

(moyenne de toutes les valeurs actuelles; réf. I.5).

Définissons de même pour le mode $K^o \to \pi^o\pi^o$ les paramètres complexes a_{oo}^L, a_{oo}^S et $\eta_{oo} = \frac{a_{oo}^L}{a_{oo}^S}$. En utilisant le théorème PCT, et la relation de normalisation $|p|^2 + |q|^2 = 1$, les amplitudes a_{+-} et a_{oo} s'écrivent (cfr. I.6) :

$$\left.\begin{aligned} a_{+-} &= \left[\sqrt{\tfrac{2}{3}}\, A_o + \sqrt{\tfrac{1}{3}}\, A_2 \cdot F\right] \cdot p \pm \left[\sqrt{\tfrac{2}{3}}\, A_o + \sqrt{\tfrac{1}{3}}\, A_2^* \, F\right] \cdot q \\ a_{oo} &= \left[\sqrt{\tfrac{1}{3}}\, A_o - \sqrt{\tfrac{2}{3}}\, A_2 \quad F\right] \cdot p \pm \left[\sqrt{\tfrac{1}{3}}\, A_o - \sqrt{\tfrac{2}{3}}\, A_2^* \, F\right] \cdot q \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

$\uparrow$ { signe + pour a_{+-}^S et a_{oo}^S ; signe - pour a_{+-}^L et a_{oo}^L

Dans ces expressions, A_o et A_2 sont les amplitudes $K \to 2\pi$ dans l'état I = 0 et I = 2 respectivement, et $F = e^{i(\delta_2 - \delta_o)}$, δ_o et δ_2 étant les déphasages de l'onde s dans le scattering $\pi\pi$ pour I = 0 et I = 2 respectivement.

La règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ est bien vérifiée dans les désintégrations de K en 2π (cfr. pages25 et 26); donc on sait que $\left|\frac{A_2}{A_o}\right|$ est petit.

Si l'on suppose d'abord $\frac{A_2}{A_o} = 0$, et si l'on définit $\varepsilon = \frac{p-q}{p}$, (5) donne :

$$\eta_{+-} = \frac{p - q}{p + q} = \frac{\varepsilon}{2 - \varepsilon}$$

La valeur trouvée pour $|\eta_{+-}|$ entraine $|\varepsilon| << 1$.

Supposant maintenant que $\frac{A_2}{A_o}$ n'est pas nul, mais très inférieur à 1, on peut faire un développement limité de (5) par rapport à ε et $\frac{A_2}{A_o}$. Ne retenant que les termes du premier ordre en ε et $\frac{A_2}{A_o}$, on obtient :

$$\begin{cases} \eta_{+-} = \frac{1}{2}(\varepsilon + \varepsilon') \\ \eta_{oo} = \frac{1}{2}(\varepsilon - 2\varepsilon') \end{cases} \qquad (6)$$

où $\varepsilon' = i\sqrt{2}.F.\ \mathrm{Im}\ \frac{A_2}{A_o}$

On sait déjà que $|\eta_{+-}|$ est petit. Si de plus on admet que $|\eta_{oo}|$ est petit (*), alors les relations (6) entraînent $|\varepsilon| << 1$ et aussi $|\varepsilon'| << 1$.

(*) Une expérience, actuellement en cours au CERN, mesurant le taux absolu de $K_L^o \to \pi^o\pi^o$, donne comme résultat préliminaire que $|\eta_{oo}|$ est bien du même ordre de grandeur que $|\eta_{+-}|$ (réf. I.17).

Donc, comme $\frac{A_2}{A_0}$ est petit, on peut encore écrire :

$$\left| \frac{p - q}{p + q} \right| \simeq 2.10^{-3}$$

D'où découlent les inégalités :

$$1-2.10^{-3} < \sqrt{2}\,|p| < 1 + 2.10^{-3}$$

$$1-2.10^{-3} < \sqrt{2}\,|q| < 1 + 2.10^{-3}$$

$$1-4.10^{-3} < \mathrm{Re}\,\frac{p^* q}{|p|^2} < 1 + 4.10^{-3}$$

$$-4.10^{-3} < \mathrm{Im}\,\frac{p^* q}{|p|^2} < 4.10^{-3}$$

Nous concluons donc que prendre : $|p| = |q| = \frac{1}{\sqrt{2}}$, $\mathrm{Re}\,\frac{p^* q}{|p|^2} = 1$ et $\mathrm{Im}\,\frac{p^* q}{|p|^2} = 0$ est une bonne approximation - quant à ce qui concerne les modes de désintégration que nous allons étudier par la suite - à condition que l'expérience confirme bien les hypothèses faites ($|\varepsilon| \ll 1$ et $|\varepsilon'| \ll 1$).

C. DESINTEGRATION D'UN ETAT INITIALEMENT K° PUR. DEFINITION DES TAUX ABSOLUS DE DESINTEGRATION.

I) *Expression générale du nombre de désintégrations en fonction du temps.*

a) Evolution d'un état $|K_S^\circ\rangle$ ou $|K_L^\circ\rangle$

Soit un état $|\phi\rangle$, initialement $|K^\circ\rangle$ ou $|\overline{K^\circ}\rangle$. Celui-ci va évoluer au cours du temps en obéissant à l'équation de SCHRODINGER :

$$i \frac{d}{dt} |\phi\rangle = H |\phi\rangle$$

où t est le temps dans le système au repos du K°. En appliquant la méthode de calcul des perturbations de WIGNER-WEISSKOPF (ref. I 7, I 2),

on obtient la solution :

$$|\phi(t)> = |K_{S,L}(t)> = e^{-iM_{S,L}\,t}|K_{S,L}(0)> \qquad (7)$$

$M_{S,L}$ est la " masse complexe " du $K^o_{S,L}$ (voir par exemple référence I 22):

$$M_{S,L} = m_{S,L} - \frac{i}{2}\,\gamma_{S,L}$$

où $(\gamma_{S,L})^{-1} = \tau_{S,L}$ sont les vies moyennes du K^o_S et du K^o_L, et où $m_{S,L}$ représentent les masses (réelles) du $K^o_{S,L}$. Nous appellerons désormais Δm la différence de masse $m_S - m_L = Re(M_S - M_L)$.

b) Evolution d'un état initialement $|K^o>$ pur.

Des relations (2) page 10, on déduit

$$\begin{cases} |K^o> = \frac{1}{2p}\left[|K^o_S> + |K^o_L>\right] & (8) \\ |\overline{K^o}> = \frac{1}{2q}\left[|K^o_S> - |K^o_L>\right] & (9) \end{cases}$$

Portant (7) dans (8), on obtient l'expression, à l'instant t, d'un état qui était initialement $|K^o>$ pur :

$$|K^o(0)> \rightarrow |K^o(t)> = \frac{1}{2p}\left[e^{-iM_S t}\,|K^o_S> + e^{-iM_L t}\,|K^o_L>\right] \qquad (10)$$

c) Désintégration d'un état initialement $|K^o>$ selon un mode $|f>$:

Si a_S et a_L sont les amplitudes respectives des transitions $K_{S,L} \rightarrow f$, l'amplitude de cette transition à l'instant t s'écrit, d'après (10):

$$A_f(t) = \frac{1}{2p}\left[a_S\, e^{-iM_S t} + a_L\, e^{-iM_L t}\right]$$

Le nombre N_f de désintégrations observées selon le mode f à l'instant t est donné par le carré du module de l'amplitude, soit :

$$N_f(t) = |A(t)|^2 = \frac{1}{4|p|^2} \left[|a_S|^2 e^{-\frac{t}{\tau_S}} + |a_L|^2 e^{-\frac{t}{\tau_L}} + 2 |a_S||a_L| e^{-\frac{t}{2\tau_S} - \frac{t}{2\tau_L}} . \cos (\Delta m.t + \phi_L - \phi_S) \right] \quad (11)$$

où $a_{S,L} = |a_{S,L}| e^{i\phi_{S,L}}$.

2) *Application à la désintégration $K^\circ \to 2\pi$.*

L'expérience montre (réf. I.5) que l'amplitude $K_L^\circ \to \pi^+\pi^-$ est de l'ordre du millième. On peut admettre (cfr. note au bas de la page 13) que $K_L^\circ \to \pi^\circ\pi^\circ$ est du même ordre de grandeur; on peut alors poser $a_L(2\pi) = 0$.

D'autre part, nous avons déjà dit (page 14) que l'on pouvait prendre pour $|p|$ la valeur approchée (au millième) $\frac{1}{\sqrt{2}}$.

Enfin, l'amplitude ($K_S^\circ \to$ autres modes que 2π) est négligeable au centième près devant ($K_S^\circ \to 2\pi$). Nous identifierons donc $|a_S(2\pi)|^2$ avec $\gamma_S = \frac{1}{\tau_S}$.

Donc :

$$\boxed{N_{2\pi}(t) = \frac{1}{2} \gamma_S \; e^{-\gamma_S t}} \quad (12)$$

En intégrant $N_{2\pi}$ de t = 0 à l'infini, on constate que la moitié des K° produits (dans l'état S = 1) se seront désintégrés selon le mode 2π.

3) *Désintégration $K^\circ \to 3\pi$.*

Nous ne pouvons pas affirmer que $a_S(3\pi)$ est négligeable devant $a_L(3\pi)$, et nous devrions donc utiliser l'équation (11) avec a_S et a_L. Cependant, si nous supposons PC conservé, alors (cfr. p.26) $K_S^\circ \to \pi^\circ\pi^\circ\pi^\circ$ est strictement interdit, et $K_S^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$ est fortement freiné par un effet de barrière centrifuge.

Nous supposerons donc ici $a_S(3\pi) = 0$ (et toujours $|p|^2 = \frac{1}{2}$). Alors, d'après (11) :

$$N_{3\pi}(t) = \frac{1}{2} |a_L(3\pi)|^2 \; e^{-t/\tau_L} \qquad (13)$$

Par définition, on appelle taux absolu de la désintégration $K_L^\circ \to 3\pi$ le nombre $|a_L|^2 = \Gamma_{L_{3\pi}}$ dont notre expérience permettra une évaluation, séparément pour les modes $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ et $\pi^\circ\pi^\circ\pi^\circ$. Nous nous servirons pour cela de l'équation (13) qui suppose PC conservé; la validité du choix de (13) plutôt que de (11) sera discutée à la fin de l'étude du mode 3π (p.146 §d).

4) *Désintégration $K^\circ \to \pi\ell\nu$.*

Pour ce mode, il sera utile pour la suite de ne pas faire intervenir directement les amplitudes $K_{S,L}^\circ \to \pi\ell\nu$, mais d'expliciter d'abord A(t) en fonction des amplitudes $K^\circ \to \pi\ell\nu$ et $\overline{K^\circ} \to \pi\ell\nu$.

Définissons donc les amplitudes en jeu, en distinguant le signe du lepton produit :

Soit f l'amplitude $K^\circ \to \pi^-\ell^+\nu = \langle \pi^- | K^\circ \rangle$

g l'amplitude $\overline{K^\circ} \to \pi^-\ell^+\nu = \langle \pi^- | \overline{K^\circ} \rangle$

f' l'amplitude $\overline{K^\circ} \to \pi^+\ell^-\overline{\nu} = \langle \pi^+ | \overline{K^\circ} \rangle$

g' l'amplitude $K^\circ \to \pi^+\ell^-\overline{\nu} = \langle \pi^+ | K^\circ \rangle$

Nous supposons l'invariance sous l'opération PCT, qui entraîne (cfr. réf. I.2) :

$$f' = f^* \qquad g' = g^*$$

Soit $A^{\pm}_{\mp}(t)$ l'amplitude de désintégration au temps t du K^o initial en $\pi^{\mp}\ell^{\pm}\nu$ (bien noter que, dans $A^{\pm}_{\mp}$, le signe en indice est le signe du lepton observé). Cette amplitude est donnée par la formule (8), page 15 dans laquelle on remplace $K_{S,L}$ par leurs expressions (2) page 10 en fonction de K^o et $\overline{K^o}$:

$$2p.A^{\pm}_{\mp}(t) = e^{-iM_S t}\left[p\langle\pi^{\mp}|K^o\rangle + q\langle\pi^{\mp}|\overline{K^o}\rangle\right] + e^{-iM_L t}\left[p\langle\pi^{\mp}|K^o\rangle - q\langle\pi^{\mp}|\overline{K^o}\rangle\right]$$

Il reste à remplacer les éléments de matrice $\langle\pi|K\rangle$ par f, f^*, g, g^* définis ci-dessus, et à calculer le carré du module de l'expression obtenue.

Il est commode, pour ce calcul, d'introduire un nouveau paramètre complexe X, défini par

$$\boxed{X = \frac{g}{f} = x\, e^{i\phi}} \qquad (14)$$

On trouve finalement

$$\frac{4}{|f|^2}\, N^{\pm}_{\mp}(t) = A^{\pm}_{\mp}\, e^{-\frac{t}{\tau_S}} + B^{\pm}_{\mp}\, e^{-\frac{t}{\tau_L}} + 2C^{\pm}_{\mp}\, e^{-2\left(\frac{t}{\tau_S+\tau_L}\right)}$$

Les coefficients A, B et C s'écrivent :

$$A^+ = 1 + x^2r^2 + 2x\,R\cos\phi - 2x\,I\sin\phi$$
$$A^- = x^2 + r^2 + 2x\,R\cos\phi - 2\,x\,I\sin\phi$$
$$B^+ = 1 + x^2r^2 - 2x\,R\cos\phi + 2x\,I\sin\phi$$
$$B^- = x^2 + r^2 - 2x\,R\cos\phi + 2x\,I\sin\phi$$
$$C^+ = (1 - x^2r^2)\cos\Delta m t + 2x\,(I\cos\phi + R\sin\phi)\sin\Delta m t$$
$$C^- = (x^2 - r^2)\cos\Delta m t + 2x\,(I\cos\phi + R\sin\phi)\sin\Delta m t.$$

avec $r^2 = \left|\frac{q}{p}\right|^2$ $\qquad R = \frac{Re(p^*q)}{|p|^2}$ $\qquad I = \frac{Im(p^*q)}{|p|^2}$

Cette lourde expression peut heureusement être allégée en remarquant qu'il y intervient les quantités $\left|\frac{q}{p}\right|^2$, $\mathrm{Re}\ \frac{p^* q}{|p|^2}$ et $\mathrm{Im}\ \frac{p^* q}{|p|^2}$; d'après ce qui a été dit page 14, nous pouvons prendre comme valeurs approchées pour ces quantités, respectivement 1, 1 et 0. C'est là une approximation valable au pour-cent près, ce qui est bien inférieur à la précision expérimentale que nous obtiendrons.

Finalement :

$$\frac{4}{|f|^2}\, N^{\pm}(t) = (1 + x^2 + 2x\cos\phi)\, e^{-t/\tau_S} + (1 + x^2 - 2x\cos\phi)\, e^{-t/\tau_L} + 2\left[2x.\sin\phi\ .\ \sin\Delta m.t \ \pm\ (1 - x^2)\cos\Delta m t\right] e^{-\frac{t}{2\tau_S} - \frac{t}{2\tau_L}} \qquad (15)$$

Par définition, on appelle <u>taux absolus de désintégration $K^0_{S,L} \to \pi \ell \nu$</u>, les expressions :

$$\Gamma_{S,L} = \frac{|f|^2}{2}\,(1 + x^2 \pm 2x\cos\phi)$$

Jusqu'ici nous avons uniquement utilisé

- l'hypothèse de la validité du théorème PCT
- l'hypothèse de l'absence d'interactions dans l'état final
- l'inégalité (déduite de l'expérience) $\left|\frac{p-q}{p+q}\right| \ll 1$.

Si de plus, on suppose <u>l'invariance sous l'opération PC</u>, alors <u>$f' \equiv f$</u> et <u>$g' \equiv g$</u> (cfr. réf. I.2).

X est alors réel (sin $\phi = 0$), et (15) devient :

$$\frac{4}{|f|^2} N^{\pm}(t) = (1+x)^2 \, e^{-t/\tau_S} + (1-x)^2 \, e^{-t/\tau_L} \pm 2(1-x^2) \cos \Delta m t \, e^{-t/2\tau_S - t/2\tau_L} \qquad (1$$

$\Gamma_{S,L}$ est définipar : $$\Gamma_{S,L} = \frac{|f|^2}{2} (1 \pm x)^2 \qquad (1$$

Il se pourrait que la conservation de PC soit violée dans les désintégrations leptoniques de K^o; mais si l'on montre - ce sera un des buts de notre expérience - que les résultats expérimentaux concernant $K^o \to \pi \ell \nu$ peuvent tous s'interpréter à l'aide de l'équation (16) sans faire appel à (15), nous aurons justifié a posteriori l'hypothèse sin $\phi = 0$; ce sera désormais notre hypothèse de travail.

D. INTRODUCTION DES REGLES DE SELECTION

I) *Rappels et notations* :

Nous supposons connue la théorie des interactions faibles, en particulier :

- l'universalité de l'interaction e - μ (réf. I.8 - I.9), qui nous permettra de traiter de la même manière les désintégrations électroniques et muoniques;

- l'hypothèse du couplage "courant . courant" (I.9) qui permet de séparer l'hamiltonien total H en produit de 2 courants : $H = J \cdot J^+$. Appelons $\mathcal{H}$ le courant hadronique et $\mathcal{L}$ le courant leptonique. Dans le cas des transitions $K \to \pi \ell \nu$, nous aurons

$$H_{total} = \mathcal{H} \cdot \mathcal{L}^+$$

Dans le cas des transitions sans leptons ($K \to 3\pi$) :

$$H_{total} = \mathcal{H} \times \mathcal{H}^+$$

- la théorie V-A (I.9, I.10) qui permet de calculer l'élément de matrice de ($K \to \pi \ell \nu$) avec l'hypothèse d'un courant hadronique de type vectoriel pur.

On définit les nombres quantiques d'un courant hadronique comme la différence entre nombres quantiques des hadrons de l'état final et de l'état initial.

Le courant $\mathcal{H}$ a ainsi:

- une étrangeté ΔS
- une charge ΔQ
- donc un isospin, de 3ème composante : $\Delta I_3 = \Delta Q - \frac{\Delta S + \Delta N}{2}$ (*).

Pour rendre compte des résultats expérimentaux, on a introduit des **règles de sélection** qui prédisent certaines valeurs pour les nombres quantiques de $\mathcal{H}$, dans le cas d'un hamiltonien du type $\mathcal{H} \times \mathcal{L}^+$, ou pour les nombres quantiques de l'ensemble $\mathcal{H} \times \mathcal{H}^+$ dans le cas d'une transition sans leptons. Les premières sont dites "règles leptoniques", et les secondes "règles non leptoniques".

Nous ne ferons pas une étude systématique de ces règles (cfr. par exemple I.11, p. 337 et suivantes). Nous verrons seulement dans ce chapitre celles qui sont en rapport avec notre expérience, donc avec les désintégrations de K^o.

(*) ΔN est toujours nul (conservation du nombre baryonique)

2) *Règle $\Delta Q \neq 0$ leptonique*

Cette règle exprime l'absence de "courants neutres", c'est-à-dire de réactions sans changement de charge pour les hadrons.

Elle est bien vérifiée par le fait qu'on n'a jamais observé $K^+ \to \pi^+ \nu\bar{\nu}$, par exemple, ou qu'on peut donner une limite supérieure très petite pour les rapports de branchement de $K_L^o \to \mu^+\mu^-$ (2.10^{-4}; réf. I.12), $K_L^o \to \ell^+\ell^-$ (10^{-4}, réf. I.20) ou $K^+ \to \pi^+ e^+ e^-$ (2.10^{-6}; réf. I.21).

Nous supposerons donc désormais

$$\boxed{\Delta Q \neq 0}$$

3) *Règle $|\Delta S| < 2$ non leptonique*

$|\Delta S| = 2$ interviendrait dans des transitions $K \leftrightarrows \overline{K}$; mais supposer que les amplitudes $\Delta S = 2$ et $\Delta S = 1$ sont du même ordre entraînerait (réf. I.13) une différence de masse entre K_S^o et K_L^o environ 10^7 fois supérieure à celle expérimentalement trouvée (en particulier dans notre expérience).

Dans ce qui suit, concernant les mésons K neutres, nous serons donc en droit de supposer

$$\boxed{\Delta S = \pm 1}$$

4) *Règle $\Delta S = \Delta Q$*

Cette règle de sélection leptonique (I.9) interdit des transitions telles que :

$K^o \to \pi^+ \ell^- \nu$ $\qquad$ ($\Delta S = -1$, $\Delta Q = 1$)

$\overline{K^o} \to \pi^- \ell^+ \nu$ $\qquad$ ($\Delta S = 1$, $\Delta Q = -1$)

mais autorise

$$K^o \to \pi^- \ell^+ \nu \qquad (\Delta S = -1, \quad \Delta Q = -1)$$

$$\overline{K^o} \to \pi^+ \ell^- \nu \qquad (\Delta S = 1, \quad \Delta Q = 1)$$

Avec les notations du § C.4 (p.17), on constate que la <u>règle $\Delta S = \Delta Q$</u> entraîne $g = g' = 0$, donc X identiquement nul; la probabilité de désintégration de $K^o \to \pi^{\mp} \ell^{\pm} \nu$ en fonction du temps est alors (équation (15) (p. 17).

$$\frac{4}{|f|^2} N^{\pm}(t) = e^{-t/\tau_S} + e^{-t/\tau_L} \pm 2 \cos(\Delta m\, t)\, e^{-t/2\tau_S - t/2\tau_L} \qquad (18)$$

et :

$$\Gamma_S = \Gamma_L = \frac{|f|^2}{2}$$

Ce sera un des buts de l'étude du mode $K \to \pi\, e\, \nu$ de voir si cette égalité entre Γ_S et Γ_L est vérifiée.

5) *Règles $|\Delta I_3| = \frac{1}{2}$ et $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ leptoniques.*

a) A partir de la relation $\Delta I_3 = \Delta Q - \frac{\Delta S}{2}$, et des règles $|\Delta Q| \neq 0$ et $|\Delta S| = 1$, on peut dresser le tableau ci-contre.

	$\Delta S = -1$	$\Delta S = 1$
$\Delta Q = -1$	$\Delta I_3 = -\frac{1}{2}$	$\Delta I_3 = -\frac{3}{2}$
$\Delta Q = 1$	$\Delta I_3 = \frac{3}{2}$	$\Delta I_3 = \frac{1}{2}$

On voit donc qu'une manière de s'assurer que $\Delta S = \Delta Q$ est de supposer $|\Delta I_3| = \frac{1}{2}$, ou, de manière plus restrictive, $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ (réf. I.18 - I.19). Précisons bien les connexions entre ces règles :

- la règle $\Delta S = \Delta Q$ entraîne $\Delta I_3 = \pm \frac{1}{2}$, mais non $|\Delta I| = \frac{1}{2}$.
- la règle $|\Delta I_3| = \frac{1}{2}$ entraîne $\Delta S = \Delta Q$, mais non $|\Delta I| = \frac{1}{2}$.
- la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ entraîne $\Delta S = \Delta Q$, et bien sûr $|\Delta I_3| = \frac{1}{2}$.

b) Si nous représentons maintenant les amplitudes intervenant dans la partie hadronique de $K \to \pi \ell \nu$ par $a_{2\Delta I, 2\Delta I_3}$, les amplitudes à considérer sont a_{11}, a_{31} et a_{33}.

Si l'on suppose l'invariance PC (donc l'identité entre $K^\circ_{S,L}$ et $K^\circ_{1,2}$, donc $p = q = \frac{1}{\sqrt{2}}$) les trois taux de désintégration $K^\circ_S \to \pi^\pm \ell^\mp \nu$, $K^\circ_L \to \pi^\pm \ell^\mp \nu$ et $K^+ \to \pi^\circ \ell^+ \nu$ s'expriment en fonction de a_{11}, a_{31} et a_{33} à l'aide des coefficients de CLEBSH-GORDAN (I.11, p. 337).

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_S(\pi\ell\nu) = \left| \sqrt{\frac{2}{3}}\ a_{11} + \sqrt{\frac{1}{3}}\ a_{31} + a_{33} \right|^2 \\ \Gamma_L(\pi\ell\nu) = \left| \sqrt{\frac{2}{3}}\ a_{11} + \sqrt{\frac{1}{3}}\ a_{31} - a_{33} \right|^2 \\ \Gamma_+(\pi\ell\nu) = \left| \sqrt{\frac{1}{3}}\ a_{11} - \sqrt{\frac{2}{3}}\ a_{31} \right|^2 \end{array} \right\} \qquad (20)$$

On voit par conséquent que si $\Delta S = \Delta Q$, donc $\Delta I_3 = \pm \frac{1}{2}$, on a $a_{33} = 0$, donc $\Gamma_S(\pi\ell\nu) = \Gamma_L(\pi\ell\nu)$. Si $|\Delta I| = \frac{1}{2}$, on a de plus $a_{31} = 0$, donc $\Gamma_S(\pi\ell\nu) = \Gamma_L(\pi\ell\nu) = 2\Gamma_+(\pi\ell\nu)$.

6) Règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ non leptonique

a) Remarquons d'abord que pour une transition (K^+, K^- ou K^o) → ($n\pi$) on a toujours $\Delta Q = 0$ et $\Delta S = \pm 1$, donc : $\Delta I_3 = \pm \frac{1}{2}$.

b) De même que pour le mode leptonique (mais antérieurement), a été proposée (réf. I.19) la règle plus générale $|\Delta I| = \frac{1}{2}$. Voyons-en les conséquences, successivement pour $K \to 2\pi$ et $K \to 3\pi$.

c) $K \to 2\pi$.

A priori, un système (2π) a $I = 0$, 1 ou 2. Mais il s'agit de bosons dont la fonction d'onde totale doit être symétrique. Or, K et π ayant un spin nul, la conservation du moment cinétique (dans le centre de masse du K) entraîne que le moment orbital $\ell(\pi\pi)$ est nul. Le système 2π étant alors symétrique d'espace, doit l'être aussi de spin isotopique.

Des deux possibilités restantes ($I = 0$ ou 2) la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ exclut $I = 2$. Ceci entraîne pour $K_S^o \to 2\pi$ la relation bien connue :

$$\rho = \frac{\Gamma_S(\pi^+\pi^-)}{\Gamma_S(\pi^+\pi^-) + \Gamma_S(\pi^o\pi^o)} = \frac{2}{3} \qquad (21)$$

Cette relation doit être corrigée par un facteur d'espace de phase (pour tenir compte des différences de masse entre $\pi^\pm$ et π^o). On s'attend alors à

$$\rho = 0{,}663 .$$

On sait que pour le K^+, la désintégration $\pi^+\pi^o$ est interdite par $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ (puisque $I_3(\pi^+\pi^o) = 1$, donc $I = 0$ exclus). Or une telle désintégration existe, avec un rapport de branchement de $(21{,}6 \pm 0{,}6)\%$; elle suppose donc une contribution de l'amplitude $\frac{3}{2}$.

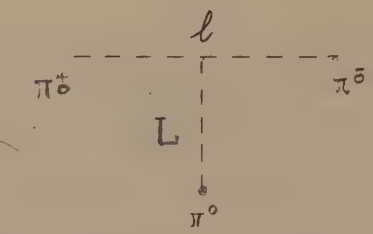
Mais il suffit de quelques pour-cent (4,5 ± 0,2 %) d'amplitude (3/2) par rapport à (1/2) pour rendre compte de la valeur expérimentale de $\Gamma_+(\pi^+\pi^0)/\Gamma_S(\pi\pi)$.

Quant à la valeur du rapport ρ pour le K^0_S, elle est compatible avec une faible contribution de $\Delta I = 3/2$, mais également avec la valeur prédite ci-dessus(*) sans contribution de $\Delta I = 3/2$ (puisque la valeur mesurée est ρ = 0,691; réf. IV.12).

d) $K^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ ou $\pi^0\pi^0\pi^0$

α) $K^0 \to 3\pi$. A priori $I(3\pi) = 0, 1, 2$ ou 3.

Utilisant les notations classiques ci-contre, on peut faire, pour un état (3π), les raisonnements suivants :



	Système $\pi^+\pi^-\pi^0$	Système $\pi^0\pi^0\pi^0$
1) Conjugaison de charge →	$C = (-1)^{\ell}$	$C = +1$
2) Conservation du moment cinétique (et spins de K et π nuls) →	$P = (-1)^{\ell + L + 1} = -1$	$P = (-1)^{\ell + L + 1} = -1$
3) G-parité de 3π globalement neutres $G = -1 = C\, e^{i\pi I_2} = C(-1)^I$ →	$C = (-1)^{I+1}$	$C = (-1)^{I+1}$
4) Comparaison de 1) et 3) →	{ I et ℓ de parités opposées	I impair
5) Hypothèse $\lvert\Delta I\rvert = \frac{1}{2}$ et 4) } →	{ $I = 0$, $\ell = 1, 3 \ldots$; $I = 1$, $\ell = 0, 2 \ldots$	$I = 1$
6) Hypothèse PC conservé et 1) + 2) + 4) } →	{ $K^0_S \to \pi^+\pi^-\pi^0$: $\ell = 1, 3 \ldots$; $K^0_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$: $\ell = 0, 2 \ldots$	$K^0_S \to \pi^0\pi^0\pi^0$ interdit ; $K^0_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ permis

(*) Avec la valeur [déduite de $\Gamma_+(\pi^+\pi^0)$] de 0,045 pour $\left|\frac{a_{3/2}}{a_{1/2}}\right|$, on s'attend à $0{,}615 \leqslant \rho \leqslant 0{,}711$, selon la valeur de la différence de phase entre $a_{3/2}$ et $a_{1/2}$, qui est inconnue (réf. I.11, p. 342).

Donc, si l'on suppose PC conservé :

- $K_S^o \to 3\pi^o$ est impossible, et $K_S^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$ est fortement freiné par un effet de barrière centrifuge (outre le facteur d'espace de phase entre 2π et 3π).

- $K_L^o \to 3\pi$ se produit avec I impair. La règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ nous laisse la seule possibilité $\underline{I = 1}$

β) Pour $K^+ \to 3\pi$, on a obligatoirement $I_3(3\pi) = +1$, donc I = 1, 2 ou 3. $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ entraîne ici aussi $\underline{I = 1}$.

γ) Utilisant le théorème de WIGNER-ECKART, on montre que la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ entraîne (I.11, p. 345) les relations suivantes entre taux absolus de désintégration :

$$\Gamma_L(\pi^+\pi^-\pi^o) = 2\Gamma_+(\pi^+\pi^o\pi^o)$$

$$\Gamma_L(\pi^o\pi^o\pi^o) = \Gamma_+(\pi^+\pi^+\pi^-) - \Gamma_+(\pi^+\pi^o\pi^o)$$

Ces relations sont à corriger pour tenir compte des facteurs d'espace de phase et éventuellement de la dépendance en énergie des π de l'élément de matrice intervenant dans $K \to \pi\pi\pi$ (I.14, p. 134).

Le résultat obtenu est donné ci-après (expression (24), p. 29).

E. CONCLUSION. LES REGLES DE SELECTION ET NOTRE EXPERIENCE.

Le but de notre expérience est d'étudier les désintégrations des K^o, et de voir si celles-ci vérifient certaines règles de sélection, dans l'hypothèse où PC est conservé.

Nous allons résumer maintenant les règles de sélection auxquelles nous aurons à faire, successivement pour $K^o_S \to 2\pi$, $K^o_{S,L} \to \pi\ell\nu$ et $K^o_L \to 3\pi$.

1) $K^o_S \to 2\pi$: *règle* $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ *non leptonique*

Vérifier celle-ci suppose une détermination très précise du rapport $\rho = \dfrac{K^o_S \to \pi^+\pi^-}{K^o_S \to \pi\pi}$.

Nous aurions pu mesurer nous même ρ, mais la précision sur la valeur donnée par d'autres expérimentateurs est suffisante pour nos calculs ultérieurs. Nous prendrons donc (réf. I.5) :

$$\rho = \frac{K^o_S \to \pi^+\pi^-}{K^o_S \to (\pi^+\pi^- + \pi^o\pi^o)} = 0{,}691 \pm 0{,}022 \qquad (22)$$

2) $K^o \to \pi\ell\nu$

La chambre à liquide lourd permet une bonne détection des μ et des e. Nous pourrons donc obtenir un lot suffisant de désintégrations $K^o \to \pi\mu\nu$ et $K^o \to \pi e\nu$ pour vérifier la validité des règles $\Delta S = \Delta Q$ et $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ leptoniques.

Rappelons les déductions précédentes, qu'il s'agira de comparer à l'expérience

$$\boxed{\begin{array}{l} \Delta S = \Delta Q \text{ est équivalent à } |\Delta I_3| = \frac{1}{2}\text{, et entraîne } \Gamma_S(\pi\ell\nu) = \Gamma_L(\pi\ell\nu) \\ |\Delta I| = \frac{1}{2} \text{ entraîne } \Delta S = \Delta Q\text{, et } \Gamma_S(\pi\ell\nu) = \Gamma_L(\pi\ell\nu) = 2\,\Gamma_+(\pi\ell\nu) \end{array}} \quad (23)$$

Cette comparaison fait intervenir la différence de masse Δm entre K^o_S et K^o_L. Nous pourrons donc, soit la supposer connue par ailleurs, soit en donner une détermination.

3) $\underline{K^o_L \to 3\pi}$

Là aussi, notre chambre doit permettre de bien voir les γ des π^o, donc on peut espérer mesurer lestaux de désintégrations $K^o_L \to \pi^+\pi^-\pi^o$ et $K^o_L \to \pi^o\pi^o\pi^o$, pour les comparer aux taux de $K^+ \to \pi^+\pi^o\pi^o$ et $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$.

Si la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ non leptonique est valable, nous aurons à vérifier les égalités

$$\boxed{\begin{array}{l} \Gamma_L(\pi^+\pi^-\pi^o) = 1{,}96\ \Gamma_+(\pi^+\pi^o\pi^o) \\ \Gamma_L(\pi^o\pi^o\pi^o) = 1{,}496\ \Gamma_+(\pi^+\pi^+\pi^-) - 1{,}200\ \Gamma_+(\pi^+\pi^o\pi^o) \end{array}} \quad (24)$$

La comparaison entre ces diverses prédictions et nos résultats sera faite au dernier chapitre.

Il nous faut auparavant présenter l'étude expérimentale de chacun des modes de désintégration du K^o.

CHAPITRE II

INTRODUCTION EXPERIMENTALE

SOMMAIRE

Pages

A. SITUATION EXPERIMENTALE AVANT 1962. POSITION CHRONOLOGIQUE DE NOTRE EXPERIENCE. 31

B. CONDITIONS EXPERIMENTALES DE NOTRE ETUDE.

1) *Le faisceau.* 32

2) *La chambre.* 33

3) *L'analyse des photos.* 34

C. ORGANISATION DE NOTRE ETUDE.

1) *Organisation de l'analyse de chaque mode de désintégration.* 37

2) *Plan des chapitres suivants.* 45

*

* *

*

A. SITUATION EXPERIMENTALE AVANT 1962. POSITION CHRONOLOGIQUE DE NOTRE EXPERIENCE.

Si les désintégrations de $K^\circ \to 2\pi$ étaient bien connues dès 1957 (réf. II.1), il n'en était pas de même des modes $K^\circ \to 3$ corps.

La première étude systématique des désintégrations électroniques de K° ne fut publiée qu'en 1961-62 (II.2). Elle infirmait la règle $\Delta S = \Delta Q$, ne laissant que 5 % de chances à celle-ci d'être vraie.

Mais cette expérience ne comportait que 28 désintégrations $K^\circ \to \pi^\pm e^\mp \nu$ (dont seulement 6 événements avec électron s'arrêtant dans la chambre).

Aussi fut-il envisagé dès 1961 de prendre auprès de l'accélérateur à protons du C.E.R.N. des photos de K^+ produisant des K° dans la chambre à bulles à liquide lourd de l'Ecole Polytechnique.

On pouvait espérer augmenter substantiellement le nombre de $K^\circ \to \pi e \nu$ observés, grâce à l'importance du lot de photos, et à la grande taille de notre chambre.

Mais le but initial de l'expérience (vérification de la règle $\Delta S = \Delta Q$ dans les désintégrations électroniques de K°) s'est vu rapidement prolongé et élargi, comme nous le dirons à la fin de ce chapitre (page 45). Voyons d'abord les conditions expérimentales, relatives successivement au faisceau de K^+, à la chambre utilisée, et au traitement des photos.

B. CONDITIONS EXPERIMENTALES.

1) *Le faisceau*

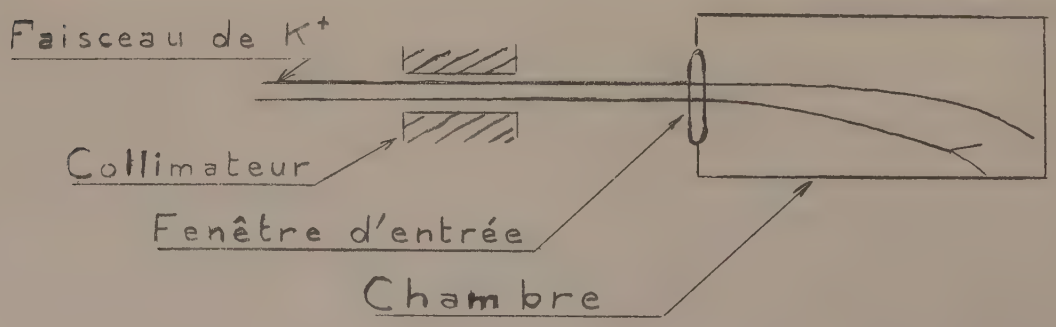
Une description détaillée du faisceau de K^+ de 800 MeV/c construit fin 1961 au C.E.R.N., a été donnée par ailleurs (réf. II.3).

Nous rappelerons seulement qu'il s'agissait d'un faisceau de 23 mètres de longueur, à 2 étages de séparation; chaque étage comportait un séparateur électrostatique à champs croisés de 3 mètres de long.

L'impulsion nominale (800 MeV/c) a été choisie de manière à obtenir un rapport aussi élevé que possible entre le nombre d'échanges de charge élastiques ($K^+n \to K^\circ p$) et le nombre de réactions inélastiques (K° accompagnés de π^+ ou de π°), rapport expérimentalement trouvé égal à 94 % (pour les échanges de charge produisant un K° vu dans la chambre) (Cfr. Chap. III, p. 61).

Sur les 10 traces (en moyenne) par photo rentrant dans la chambre, on estime à 1 % la contamination en π^+, ce qui n'est donc pas gênant, et à environ 15 % la contamination en μ^+. Ceux-ci, heureusement, traversent la chambre pratiquement sans interagir.

Comme il est essentiel, nous le verrons, de pouvoir attribuer à chaque désintégration de K° une origine dans la chambre, il importe de savoir si l'on n'a pas des origines possibles autres que les échanges de charge observés. De fait, les K^+ peuvent interagir soit

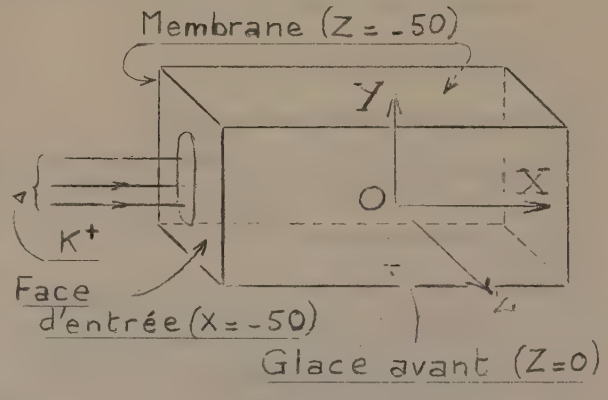


dans les bords du collimateur précédant la chambre, soit dans la fenêtre d'entrée de la chambre (6 mm d'acier). Une étude soignée de la géométrie du faisceau, vérifiée par l'aspect de la distribution spatiale des points d'entrée des K^+ dans la chambre, permet de dire que, parmi tous les K_2^o se désintégrant dans la chambre, 5 % sont produits dans la fenêtre d'entrée, et 1 % dans le métal précédant la chambre (voir réf. II.6, p. 57). Nous aurons à prendre en compte ces 6 % d'origines extérieures à la chambre (cfr. pages 91 et 124).

2) *La chambre*

La chambre à bulles à liquide lourd construite à l'Ecole Polytechnique par le groupe du Professeur LAGARRIGUE en 1959, est un excellent outil pour l'étude des particules élémentaires, grâce à son volume de 300 litres (100 x 50 x 50 cm utilisables), à la bonne stéréoscopie de ses 3 caméras, et à son champ magnétique élevé (1,75 Weber/M^2).

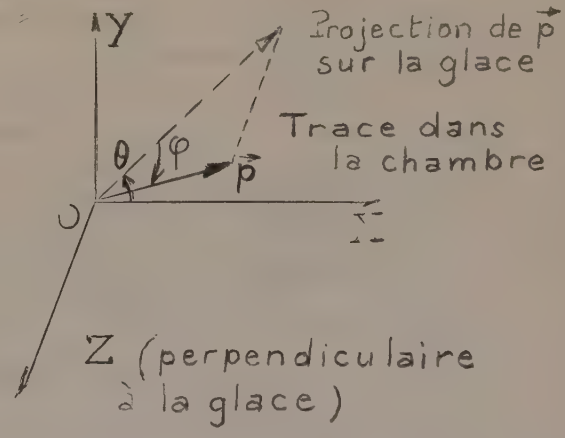
On en trouvera par ailleurs une description détaillée (réf. II.4). Nous donnons uniquement ci-contre le système de coordonnées auquel nous nous référerons désormais (l'origine des coordonnées cartésiennes se trouve au milieu de la glace avant).



Quand il s'agira de repérer une trace par son sommet et ses angles au départ, nous utiliserons pour les angles les notations :

θ pour l'angle azimutal

et ϕ pour l'angle de profondeur (ou "dip") (voir schéma ci-contre).



3) Les photos et leur analyse.

580.000 photos ont été prises entre juillet 1962 et mai 1963, dans trois liquides différents (appelés X, X' et X") dont les caractéristiques (cfr. tableau ci-après) ont été choisies pour atteindre un compromis entre une bonne détection des γ de π^o et une bonne précision sur la mesure des moments par courbure.

Nom de l'expérience	X	X'	X"
Nombre total de photographies	∿ 220.000	∿ 240.000	∿ 120.000
Nombre de photos utilisées par nous	94.600	108.700	58.700 (*)
Composition du liquide (% en volume)	55 % C_3H_8 45 % CF_3Br	70 % C_2F_5Cl 30 % CF_3Br	100 % CF_3Br
Densité (gr/cm^3)	0,90	1,26	1,53
Parcours en cm d'un $\mu/\pi/K/P$ de 100 MeV/c	9,9/5,8/0,3/0,05	8/4,4/0,4/0,05	7/4/0,2/0,04
Parcours en cm d'un $\mu/\pi/K/P$ de 200 MeV/c	52,4/37/3,3/0,5	40,5/29,4/2,4/0,4	36,3/26,3/2,2/0,4
Probabilité moyenne de matérialisation d'un γ de 100 MeV/c	50 %	55 %	66 %
Longueur de radiation (cm)	22	17	11
Moment du faisceau de K^+ (MeV/c)	800	800	900
Nombre moyen d'échanges de charge par photo	0,31	0,38	0,35
Nombre moyen de K^+ par photo	13	10	10

(*) Nos résultats ultérieurs porteront sur ces 58.700 photos et sur

Les 250.000 photos que nous avons utilisées ont été regardées sur des appareils restituant horizontalement l'image grandeur nature des 3 vues de la chambre.

Les mesures, effectuées sur appareils à fil à coordonnées bipolaires (réf. II.5) donnent les coordonnées cartésiennes d'une série de points sur chaque trace. Ces coordonnées sont les données d'entrée d'un programme de géométrie (*) qui fournit des valeurs avec erreurs(**) pour les p, θ et ϕ des traces chargées, et les θ et ϕ des traces neutres.

A leur tour, ces p, θ, ϕ rentrent dans un programme d'"ajustement cinématique"(***); on obtient à la sortie de ce programme différentes "quantités ajustées" (et leurs erreurs), telles que p, θ, ϕ, masse du système des traces chargées, coplanarité (entre le plan des traces chargées et le K^o incident); ces quantités dépendent bien sûr de l'hypothèse physique faite sur la désintégration considérée.

(*) Bull ☐ (fonctionnant sur Calculateur Bull Gamma 60 (cfr. réf. II.7) ou "JONAS" (version modifiée du THRESH du C.E.R.N. — cfr. réf. II.8 — fonctionnant sur IBM 7090 ou UNIVAC 1107.)

(**) L'erreur due au scattering et au bremsstrahlung ne s'ajoute à l'erreur de pointé qu'au niveau de la cinématique (où l'on attribue une masse à chaque particule). Sans rentrer dans ces détails techniques, nous pouvons dire que pour les π de X, la valeur moyenne de l'erreur de mesure $\Delta\theta$ est de 2°, celle de $\Delta\phi$ de 2°5 et celle de $\frac{\Delta p}{p}$ (par mesure de courbure) de 28 %.

Pour un π qui stoppe, la moyenne de l'erreur relative sur p est de 3 %.

Il est à noter qu'un soin tout particulier a été apporté par M. BEHR à l'évaluation de l'erreur sur le moment des électrons (qui interviennent dans $K^o \to \pi e \nu$ et $K^o \to \pi^o \pi^\mp \pi^o$) en tenant compte des pertes par bremsstrahlung (cfr. II.9). L'erreur relative sur le moment des électrons est en moyenne de 40 %.

(***) Programme écrit par MM. BEHR et PASCAUD pour les $K^o \to \pi e \nu$ et les $K^o \to 3\pi$. Celui relatif aux $K^o \to 2\pi$ a été fait par M. HENNESSY. Quant à l'analyse des $K^o \to \pi \mu \nu$, elle utilisait le programme "GRIND" du C.E.R.N., modifié par MM. SIX, JACQUET, MORELLET.

Nous donnons ci-après la liste des désintégrations que nous étudierons, avec quelques indications sur la méthode d'ajustement cinématique employée (en général, méthode de linéarisation des contraintes).

α) $K^o_S \to \pi^+\pi^-$, dit "K2π"

On suppose P_{K^o} inconnu au départ, et l'ajustement à 3 degrés de liberté permet d'obtenir une estimation de P_{K^o}, dont la connaissance nous sera précieuse par la suite (cfr. page 77).

β) $K^o \to \pi^- e^+ \nu$ dit "Kβ", et $K^o \to \pi^- \mu^+ \nu$, dit "Kμ"

On impose une valeur de départ pour P_{K^o} (obtenue par l'étude des K^o_S; cfr. p. 59 à 61), ce qui permet d'avoir 1 degré de liberté pour le calcul d'ajustement cinématique, et donc une seule valeur pour P_{K^o} ajusté (au lieu de 2, si on avait supposé P_{K^o} inconnu au départ).

γ) $K^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$ dit "K+-o"

Si on voit les 2 γ du π^o, on commence par faire l'ajustement $\pi^o \to \gamma\gamma$; on ajuste ensuite la désintégration du $K^o \to 3\pi$ (sans hypothèse sur P_{K^o}).

Si on ne voit qu'un γ du π^o, le premier stade du calcul est supprimé.

δ) $K^o \to \pi^o\pi^o\pi^o$ dit "Kooo"

Ne retenant que les événements à 5 ou 6 γ vus, on commence par choisir les couples de γ qui s'adaptent le mieux à 3 désintégrations de π^o. Puis on ajuste la désintégration $K^o \to 3\pi^o$.

Etant donné une désintégration observée dans la chambre, son classement dans l'une des catégories α à δ dépend :

- de son aspect (une des traces chargée est un π, un e, etc...; il y a ou il n'y a pas de γ pointant sur le sommet ...);
- du χ^2 obtenu lorsqu'on fait une autre hypothèse que celle déduite de l'examen à "l'oeil";
- éventuellement de la valeur d'autres quantités (masse des chargés, coplanarité).

Nous verrons en détail dans chaque cas de désintégration comment on arrive ainsi à "trier" les événements d'un type donné de ceux formant "bruit de fond".

C. PRESENTATION DE NOTRE EXPERIENCE

Nous venons de dire dans quelles conditions pratiques s'effectue la recherche et l'analyse des désintégrations de K^o. Voyons maintenant comment s'organise cette étude et quelles conclusions peuvent en être déduites.

1) *Organisation de l'analyse de chacun des modes de désintégration.*

a) Premier stade : recherche et traitement des événements un à un :

Les étapes sont les suivantes :

- premier dépouillement des photos; classement dans l'une ou l'autre des catégories de désintégration par application de certains critères de sélection avant toute mesure (aspect des branches chargées, position dans la chambre, etc...);
- passage des événements en mesure et en programme de cinématique. Rejets de certaines désintégrations par application

d'autres critères géométriques (longueur de trace, position ...) ou cinématiques (χ^2, masse ...);

- évaluation du temps de vie propre du K^o séparant l'instant de production de l'instant de désintégration dans le centre de masse du K^o. Ce temps se déduit du moment P_o du K et de sa longueur de vol ℓ_o par

$$t = \frac{M_K}{P_o} \cdot \frac{\ell_o}{c} \qquad (*) \qquad (1)$$

b) <u>Deuxième stade : utilisation du nombre total de désintégrations observées selon un mode donné. Calcul du taux absolu de désintégration.</u>

α) Nous avons donc observé et retenu N_j événements d'un certain type j. Si nous étions capables de connaître le flux de K^o initial et le temps total que ces K^o avaient à leur disposition dans la chambre (temps T_j dit "temps observable") nous pourrions faire ainsi une mesure du taux absolu de désintégration correspondant qui n'est autre par définition, que

$$\Gamma_j = \frac{N_j}{T_j} \qquad (2)$$

(*) En effet si βc est la vitesse du K^o, le temps de vie t au centre de masse est relié au temps de vie t_{LAB} dans la chambre par la transformation de LORENTZ:

$$ct_{LAB} = \gamma \cdot ct$$

Or $\beta c = \frac{\ell_o}{t_{LAB}}$ et $\beta\gamma = \frac{P_o c}{M_K c^2}$

Donc $t = \frac{M_K c^2}{P_o \cdot c} \cdot \frac{\ell_o}{c}$

Nous évaluerons désormais M et P en MeV et MeV/c.

Donc $t(sec) = \frac{M_{(MeV)}}{P_{o(MeV/c)}} \times \frac{\ell_o\ (cm)}{c_{(cm/sec)}}$.

Montrons comment cela est possible, grâce à l'étude conjointe des K2π et des événements K → j.

Les lois de désintégration des K2π et Kj nous disent que pour un K° produit à l'instant initial, on aurait observé dans le vide $N_{2\pi}$ événements $(K^\circ \to 2\pi)$ et $N_j(K^\circ \to j)$, tels que

$$N_{2\pi}(t) = \frac{\rho}{2} \frac{1}{\tau_S} f_{2\pi}(t) \qquad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{avec} \quad f(t) = e^{-t/\tau_S} \\ \\ \text{et} \qquad \rho = \dfrac{K_S^\circ \to (\pi^+\pi^-)}{K_S^\circ \to (\pi^+\pi^-) + (\pi^\circ\pi^\circ)} \end{array} \right.$$

$$\text{et} \quad N_j(t) = \Gamma_j f_j(t) \qquad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{avec} \quad f_j(t) \to e^{-t/\tau_L} \quad \text{quand} \\ \\ t \to \infty \quad (\text{puisque } \tau_L >> \tau_S) \end{array} \right.$$

Mais il faut tenir compte :

- du fait que l'on n'observe les désintégrations que dans un volume fini, et qu'on ne retient que les événements répondant à des critères de sélection donnés. On doit donc introduire des "fonctions de détection" g(t) qui représentent la probabilité qu'une désintégration d'un type donné, observée au temps t, soit retenue par nos coupures.

- du fait qu'on a, non pas un, mais $\mathcal{N}$ K^o produits dans l'ensemble des P photos dépouillées pour obtenir les N_j événements $K \to j$.

- du fait qu'on a observé en tout N évènements $\pi^+ \pi^-$ dans p photos dépouillées (p peut être différent de P).

Les relations (3) et (4) deviennent donc :

$$N_{2\pi}(t) = \mathcal{N} \cdot \frac{\rho}{2\tau_S} \cdot \frac{p}{P} \cdot f_{2\pi}(t)\, g_{2\pi}(t) \qquad (5)$$

$$N_j(t) = \mathcal{N}\, \Gamma_j\, f_j(t)\, g_j(t) \qquad (6)$$

Intégrant (5) et (6) entre deux bornes en temps t_1 et t_2, il vient :

$$\left[N_{2\pi} \right]_{t_1}^{t_2} = \mathcal{N} \frac{\rho}{2} \frac{p}{P} \int_{t_1}^{t_2} f_{2\pi}(t)\, g_{2\pi}(t)\, \frac{dt}{\tau_S} \qquad (7)$$

et

$$\left[N_j \right]_{t_1}^{t_2} = \mathcal{N}\, \Gamma_j\, \tau_S \int_{t_1}^{t_2} f_j(t)\, g_j(t)\, \frac{dt}{\tau_S} \qquad (8)$$

Donc

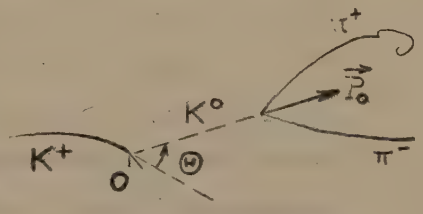
$$\Gamma_j = \frac{\rho}{2\tau_S} \cdot \frac{\frac{p}{P}\, N_j}{N_{2\pi} \cdot \dfrac{\int f_j(t)\, g_j(t)\, dt/\tau_S}{\int f_{2\pi}(t)\, g_{2\pi}(t)\, dt/\tau_S}} = \frac{N}{T} \qquad (9)$$

L'évaluation du dénominateur T se fait par une méthode de Monte Carlo, qui consiste à remplacer le rapport des deux intégrales inconnues par la moyenne de ce rapport calculée sur tous les K2π dont

nous disposons :

$$\Gamma_j = \frac{\rho}{2\tau_S} \; \frac{\frac{p}{P}\, N_j}{N_{2\pi} \cdot \frac{1}{N_{2\pi}} \sum_{k=1}^{N_{2\pi}} \frac{\int f_j g_j \, dt/\tau_S}{\int f_{2\pi} g_{2\pi} \, dt/\tau_S}} \qquad (10)$$

Pour chaque K2π observé, nous nous servons de la direction du K^+, de l'origine O du K^o, du moment $\vec{P}_o$ du K^o (en grandeur et direction). Ces éléments nous permettent de générer - par tirages au sort selon des lois physiques imposées - une série de désintégrations fictives K2π ou Kj. Pour chacun de ces tirages, on fait g(t) = 1 ou 0, selon qu'au temps t le K^o est retenu ou non par nos critères.



Les désintégrations fictives K2π nous permettent ainsi de calculer pour le kième K^o

$$\pi_k = \frac{1}{\int f_{2\pi} g_{2\pi} dt/\tau_S}$$

π_k est par définition le poids à attribuer au kième k_o pour tenir compte de ceux non vus. (Voir étapes plus détaillées du calcul p. 52)

Enfin les désintégrations fictives K → j - au nombre de n -, nous donnent l'expression de Γ_j :

$$\Gamma_j = \frac{\rho}{2\tau_S} \; \frac{\frac{p}{P}\, N_j}{\sum_{k=1}^{N_{2\pi}} \pi_k \; \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \int_{t_1}^{t_2} f_j(t) \, g_j^{ik}(t) \, dt/\tau_S} \qquad (11)$$

où $g_j^{ik}(t)$ sera égal à 1 ou 0 selon qu'au temps t le ième tirage du kième K° supposé désintégré selon le mode j aura été retenu ou non par nos coupures.

β) Nous avons jusqu'ici supposé que nos critères de sélection permettaient de ne retenir que des événements d'un certain type Kj.

Mais il se peut (nous le verrons pour les Kμ en particulier) qu'une désintégration K2π simule exactement une désintégration Kj et ne soit pas rejetée par nos coupures. Soit N_F le nombre de "faux événements" ainsi gardés, et N_V le nombre de "vrais événements" Kj. Comme les "faux événements" sont en fait des K2π , ils obéissent aux mêmes lois de désintégration que ceux-ci, donc l'équation (6) est à remplacer par l'ensemble des 3 équations

$$\begin{cases} N_F(t) = \mathcal{N} \frac{1}{\tau_S} f_{2\pi}(t)\, g_F(t) & (12) \\ N_V(t) = \mathcal{N} \Gamma_j f_V(t)\, g_V(t) & (13) \\ N_j = N_F + N_V & (14) \end{cases}$$

L'évaluation de $g_F(t)$ se fait - comme pour g_V - en prenant les K2π expérimentaux supposés se désintégrer en K2π mais gardés seulement s'ils répondent aux critères de sélection des Kj. Finalement

$$\boxed{\Gamma_j = \frac{\rho}{2\tau_S} \frac{\frac{p}{P} N_j - F}{T}} \qquad (15)$$

avec $$F = \sum_{k=1}^{N_{2\pi}} \pi_k \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \int_{t_1}^{t_2} f_{2\pi}(t)\, g_F^{ik}(t)\, dt/\tau_S$$

et $$T = \sum_{k=1}^{N_{2\pi}} \pi_k \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \int_{t_1}^{t_2} f_V(t)\, g_V^{ik}(t)\, dt/\tau_S$$

Les points essentiels qu'il faut souligner à la fin de ce long exposé sont :

- que F et T sont des nombres sans dimension, puisque ce sont des sommes d'intégrales du type $e^{-t/\tau} dt/\tau$. F, qui apparaît au numérateur à côté de N_j, représente le nombre de "faux événements" gardés parmi les N_j, et $\tau_S T$ représente le temps observable total;

- que la connaissance d'une et d'une seule valeur du moment de chaque K° est fondamentale pour permettre de passer de ℓ_{K^o} et P_{K^o} à t. D'où l'intérêt de l'étude que nous ferons sur les K2π (au chapitre suivant).

- que, fort heureusement, les critères de sélection sont suffisamment efficaces pour permettre d'affirmer que $N_F << N_V$, comme nous le vérifierons. Cela va nous permettre de simplifier le calcul de l'erreur à attribuer à N_j;

- que, s'agissant des modes leptoniques, on peut (d'après l'expression (16), ch. I p. 20) décomposer T en la somme de trois termes :

$$T_{\pm} = (1 + x)^2 T_S + (1 - x)^2 T_L \pm 2(1 - x^2) T_{SL} \quad \text{avec}$$

$$T_S = \sum_{k,n} \int g\, e^{-t/\tau_S} \frac{dt}{\tau_S}$$

$$T_L = \sum_{k,n} \int g\, e^{-t/\tau_L} \frac{dt}{\tau_S}$$

$$T_{SL} = \sum_{k,n} \int g \cdot \cos \Delta m t \cdot e^{-t/2\tau_S - t/2\tau_L} \cdot \frac{dt}{\tau_S}$$

Cette décomposition nous sera utile plus tard pour la détermination de x.

γ) Calcul de l'incertitude sur Γ_j.

Cette incertitude provient de 3 causes :

1) approximation faite en remplaçant, dans le Monte Carlo, le temps observable exact par une somme de termes finie.

2) incertitude statistique sur N_j, et efficacité de dépouillement non égale à 1. Cette efficacité de dépouillement peut s'atteindre par un second dépouillement (total ou partiel);

3) imprécision sur les diverses constantes entrant en jeu dans l'expression de Γ (telles que ρ, τ_S, etc...), et validité critiquable des hypothèses faites en particulier dans l'expression de la fonction $f_V(t)$ (cfr. ch. I).

Nous verrons pour chaque mode Kj comment interviennent ces différents facteurs d'incertitude.

Disons seulement maintenant que les incertitudes du 3ème type seront évaluées en changeant les constantes introduites ou les hypothèses physiques faites, et en regardant l'effet de ces variations sur la valeur de Γ_j.

Quant aux 2 premiers facteurs d'incertitude, la seule méthode correcte de les prendre en compte est d'utiliser un calcul de maximum de vaisemblance, comme l'a très bien exposé M. BEHR (cfr. réf. I.14, pages 73 et suivantes).

c) Troisième stade : utilisation des résultats obtenus pour la vérification d'hypothèses théoriques.

Cette comparaison expérience-théorie pourra se faire

- soit avec le nombre total d'événements observés, quelle que soit leur distribution en temps, c'est-à-dire en regardant si une valeur Γ_j

correspond bien à la valeur prédite par certaines règles de sélection ($|\Delta I| = 1/2$ pour les Kβ, $|\Delta I| = 1/2$ pour les K3π);

- soit avec la forme de la distribution en temps des événements observés. Mais cela suppose un nombre d'événements suffisants pour que la comparaison soit "statistiquement valable". Nous n'aurons donc pas la possibilité de le faire avec les Kμ (une vingtaine d'événements) mais seulement avec les Kβ (191 événements), ou à la rigueur avec les K3π (83 événements).

2) *Plan de notre exposé.*

De ce qui précède découle l'ordre dans lequel nous présenterons notre expérience.

α) Nous nous attacherons d'abord (chap. III) à l'étude des K2π, qui nous fournirons des renseignements utiles pour les autres modes.

β) Nous traiterons successivement (chap. IV, V et VI) des modes à trois corps Kμ, Kβ, et K3π. Dans chaque cas,il s'agira :

- d'obtenir un lot d'événements aussi "propre" que possible grâce à des critères de sélection;

- de calculer le temps total observable T pour en déduire $\Gamma = \frac{N}{T}$, en s'attachant à bien estimer les "bruits de fond" et les corrections à apporter soit à N, soit à T;

- quand on aura suffisamment d'événements, d'analyser leur distribution en temps;

- d'obtenir, en fin de compte, les valeurs de certains paramètres (Γ_j, x, Δm) avec leurs incertitudes.

γ) Enfin (chap. VII) nous comparerons les résultats obtenus avec les valeurs prédites par les règles de sélection du chapitre I, et nous déduirons des taux partiels de désintégration Γ_j une estimation de la vie moyenne du K^o_L.

Le tableau ci-après présente de manière condensée les différentes étapes de cette étude :

Type de désintégration	Nombre de photos utilisées	Nombre d'événements de chaque type	Etudes envisagées (*)	But de l'étude (*)
$K^o_S \to \pi^+\pi^-$	X : 2800 X' : 1900 X'' : 1000	325 339 200	Vérification des méthodes de mesure et d'analyse, et étude du moment P_{K^o} en fonction de l'angle d'émission (K^+K^o)	Obtention d'un lot de K^o pondérés pour génération d'autres modes de désintégration.
$K^o \to \pi^- \mu^+ \nu$	X : 94.600	19	Mesure de Γ_{L_μ} dans l'hypothèse $x = 0$ et $\Delta m = 0{,}45 \hbar/c^2\tau_S$. (**)	Comparaison de Γ_μ avec la prédiction de la règle $\lvert\Delta I\rvert = \frac{1}{2}$ leptonique
$K^o \to \pi^- e^+ \nu$	X : 94.600	98	Distribution en temps des K_β et mesure de Δm et x.	Comparaison de x avec la prédiction de la règle $\Delta S = \Delta Q$
	X' : 108.700	93	Mesure de Γ_{L_β} et Γ_{S_β} pour $\Delta m = 0{,}45 \hbar/c^2\tau_S$	Comparaison des Γ_β avec les prédictions de la règle $\lvert\Delta I\rvert = \frac{1}{2}$ leptonique
$K^o_L \to \pi^+\pi^-\pi^o$	X : 94.600 X' : 108.700 X'' : 58.700	20 32 31	Mesure de $\Gamma_{L_{+-o}}$ (***)	Comparaison avec les prédictions de la règle $\lvert\Delta I\rvert = \frac{1}{2}$ non leptonique
$K^o_L \to \pi^o\pi^o\pi^o$	X'' : 58.700	18	Mesure de $\Gamma_{L_{ooo}}$	

(*) Dans l'hypothèse de conservation de PC.

(**) Rappelons que x est le rapport des amplitudes $(\Delta S = -\Delta Q)$ et $(\Delta S = \Delta Q)$ et que Δm est la différence de masse entre K^o_S et K^o_L.

(***) Nous ne mettons pas dans ce tableau l'étude du mode $K^o \to \pi^+\pi^-\gamma$ que nous n'envisagerons que très accessoirement au chapitre VI.

CHAPITRE III

ETUDE DU MODE $K^0_S \to \pi^+\pi^-$

SOMMAIRE

Pages

A. INTRODUCTION.

1) *Intérêt de l'étude du mode $K^0_S \to \pi^+\pi^-$.* 48

2) *Problèmes posés par l'étude de ces K2π.* 49

B. RECHERCHE ET ANALYSE DES K2π.

1) *Dépouillement des photos. Critères de sélection.* 49

2) *Mesure et ajustement cinématique.* 51

C. PONDERATION DES K2π.

1) *Principe du calcul de pondération.* 52

2) *Correction due aux interactions de π.* 54

D. CONCLUSIONS.

1) *Vérification des méthodes de mesure, d'ajustement cinématique et de pondération.* 55

2) *Informations déduites du lot de K2π.* 58

*

* *

*

A. INTRODUCTION

I) *Intérêt de l'étude des* $K^o_S \to \pi^+\pi^-$.

Le mode $K^o_S \to \pi^+\pi^-$ se présente dans la chambre sous l'aspect d'un V neutre formé d'un π^+ et d'un π^-.

Ces événements sont à la fois faciles à identifier et pleins d'intérêt pour l'étude des modes de désintégrations du K^o_L .

a) Ils sont faciles à identifier, car :

- la désintégration se faisant en 2 corps, la résultante des deux branches chargées et la ligne de vol du K^o doivent être colinéaires sur les 3 vues;
- cette ligne de vol est aisée à repérer, puisqu'elle est très courte (95 % des K^o_S ont une ligne de vol inférieure à 7 cm) (*).

(*) En effet, on a vu (ch. II, p. 38) que le temps de vol t d'un K^o de moment P_o et de longueur de vol ℓ_o, s'exprimait en unités de vies moyennes τ_S par

$$t/\tau_S = \frac{M_K}{P_o} \frac{\ell_o}{c\tau_S}$$

Si on prend pour P_o le moment moyen des $K2\pi$, soit 400 MeV/c, on voit qu'une vie moyenne de K^o_S correspond à $\sim$ 2,2 cm, puisque $\frac{M}{P_o}\frac{\ell_o}{c\tau_S}$ vaut alors $\frac{400}{500} \cdot \frac{2,2}{3.10^{10} \times 0,9.10^{-10}} \simeq 1$.

La loi de désintégration des K^o_S étant $(1 - e^{-t/\tau_S})$, on a donc :

$(1 - \frac{1}{e}) = 63$ % des K^o_S désintégrés au bout de 2,2 cm,

$(1 - \frac{1}{e^2}) = 86,5$ % des K^o_S désintégrés au bout de 4,4 cm, et

$(1 - \frac{1}{e^3}) = 95$ % des K^o_S désintégrés au bout de 6,6 cm.

b) Leur étude est pleine d'intérêt, puisqu'elle permet d'obtenir des informations sur les lois de production (distributions en angles et en moments) des K^o, donc aussi bien des K^o_S que des K^o_L auxquels nous nous intéresserons plus loin.

2) *Problèmes posés par l'étude des K2π.*

Cependant, il y a environ un échange de charge toutes les 3 photos, donc un K2π toutes les 5 photos (dans le volume d'observation défini page 50), et il serait trop long de rechercher ces désintégrations dans l'ensemble des films. Il nous faut donc :

a) obtenir un lot de K2π qui soient bien représentatifs de tous les K^o_S produits;

b) mesurer ces K2π, et rechercher les meilleures valeurs pour les angles et moments ainsi mesurés;

c) nous servir des quantités ainsi "ajustées" pour savoir, étant donné un K2π observé, combien de K^o_S ont été originellement produits; autrement dit obtenir le poids π à attribuer à chaque K2π;

d) trouver les lois qui régissent la production des K^o_S (et non des K2π observés, d'où l'intérêt de connaître leurs poids).

B. RECHERCHE ET ANALYSE DES K2π.

1) *Dépouillement des photos. Sélection des K2π.*

On a choisi de regarder seulement 20 photos toutes les 500 photos quant à ce qui concerne la recherche des K2π. Le lot de K2π ainsi trouvé sera bien réparti dans l'ensemble des films.

Pour que ces K2π soient aisés à repérer et à mesurer, on a décidé de ne garder que ceux répondant à certains critères.

Dans X par exemple, on impose les conditions suivantes (les coordonnées sont repérées par rapport au système d'axe défini

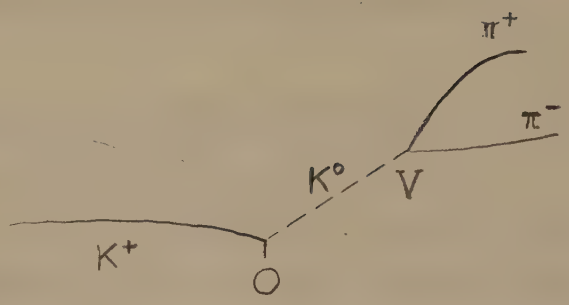
page 33 du chapitre II):

a) Position du vertex V dans la chambre :

$-43 < X_V < +35$ cm

$-20 < Y_V < +20$ cm

$-35 < Z_V < -5$ cm



b) Position de l'origine 0 :

$-45 < X_o < +35$ cm

$-20 < Y_o < +20$ cm

$-35 < Z_o < -5$ cm

c) Angle des traces chargées ($\pi^+\pi^-$) avec le plan de la glace

(angle de profondeur ϕ , défini page 33)

$-70° < \phi < +70°$

d) Longueur de vol du K° (dans l'espace et non en projection sur la glace) :

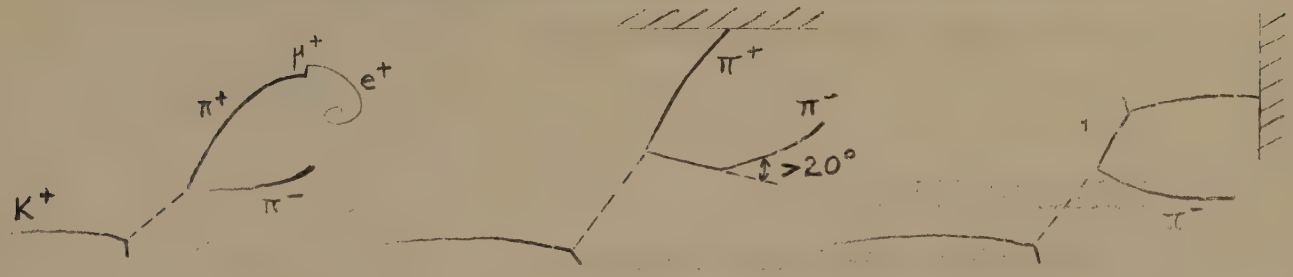
$\ell_{K^o} > 0{,}3$ cm.

e) Longueur des branches chargées ($\pi^+\pi^-$)

Un π produit peut, selon son énergie et sa position :

- soit stopper dans la chambre : le π^+ se désintègre en $\mu^+\nu$, le π^- est absorbé par un noyau;
- soit interagir avant l'arrêt. On baptisera interaction soit toute réaction du π avec secondaires visibles, soit toute réaction (scattering inélastique sur neutron ou proton non vu) accompagnée d'un coude de 20° et plus (mesuré sur la vue où l'angle est le plus grand);

- soit sortir de la chambre avant toute interaction ou arrêt.



π^+ et π^- stoppent. π^+ sort, π^- interagit. π^+ interagit, π^- stoppe.

Dans le cas où le π interagit ou sort de la chambre, on exige que sa longueur (mesurée ou projection sur vue 2) avant le point d'interaction ou de sortie, soit supérieure à une longueur ℓ_{min} (10 cm dans X, 7 cm dans X' ou 5 cm dans X").

Si le π stoppe sans interaction, on le prend quelle que soit sa longueur.

2) *Mesure et cinématique :*

Aux K2π retenus, puis mesurés, on attribue par "ajustement cinématique" (comme il a été dit ch. II p. 35) un moment P_o avec erreur et une valeur de χ^2.

Par ce moyen on obtient :

a) un rejet de tous les événements qui ne sont pas des K2π (environ 3 % qui sont pour la plupart des "étoiles de neutron , des Kμ , ou des désintégrations de $K^{\pm}$ produits par interaction de K^o). Ces faux événements se séparent nettement des vrais, et une coupure à $\chi^2 = 11$ permet de les éliminer.

b) une et une seule origine par K^o_S . Dans les rares cas où un K2π avait 2 origines voisines possibles, la cinématique a toujours permis de choisir la bonne.

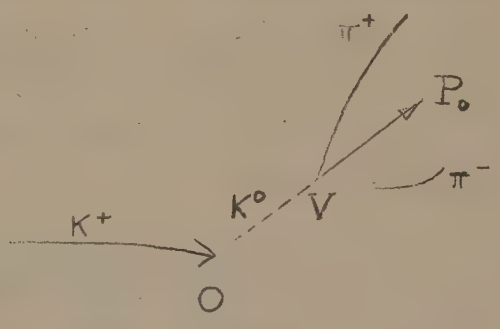
c) des angles θ et ϕ et des moments P pour les 2π et pour le K^o. Nous verrons l'utilité de connaître ainsi le moment P_o du K^o_S . (Ch.IV , p.76 , 77).

C. PONDERATION DES K2π.

I) *Principe du calcul de pondération.*

Les diverses coupures effectuées nous ont supprimé un certain nombre de K2π. Pour obtenir un lot qui représente bien l'ensemble des K^o_S produits, nous sommes amenés à corriger ces "erreurs systématiques" de la manière suivante :

Soit un K^o dont on connait l'origine O, la ligne de vol OV et le moment ajusté P_o. Nous allons, à partir de ces éléments, reconstituer fictivement une série de N K^o et chercher le nombre n de ces K^o que nous aurions effectivement retenus après coupures. Ceci nous donnera donc le poids $\pi = \frac{n}{N}$ à attribuer au K^o initial.



Les étapes sont les suivantes :

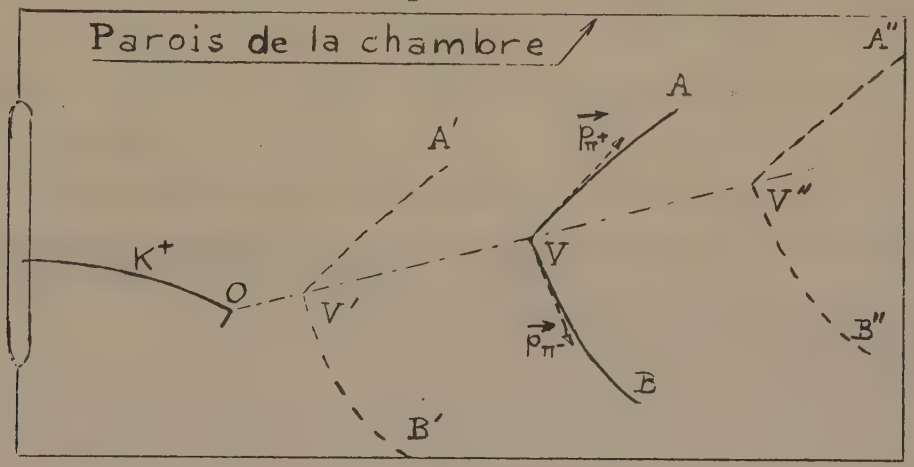
a) on tire au sort entre 0 et 360° un angle ϕ^* , angle entre la direction du K^o et la direction d'un des π dans le centre de masse du K^o. On sait en effet que, puisque le K a un spin nul, sa désintégration se fait isotropiquement. Quant au moment du π dans le centre de masse du K, il a une valeur fixe $p^* = 207$ MeV/c.

b) on revient au laboratoire par la transformation de Lorentz de vecteur vitesse $\frac{\vec{P}_{K^o}}{E_{K^o}}$; on obtient un π^+ et un π^- de moments et angles donnés. Du moment des π , on déduit leurs parcours potentiel R_+ et R_- (i.e. le trajet maximum qu'ils pourraient faire s'ils n'interagissaient ou ne sortaient pas de la chambre).

c) on porte sur la trajectoire de ces π (une parabole en est une bonne approximation) une longueur ℓ_+ (ou ℓ_-). $\ell_{\pm}$ sera soit la longueur réelle du π si $R_{\pm}$ est inférieur à ℓ_{min} définie page 51, soit ℓ_{min} dans le cas contraire. On obtient ainsi les portions de trajectoires VA et VB.

d) on déplace l'ensemble de la figure VAB le long de la ligne de vol du K^o, jusqu'à ce que :

- soit V sorte du volume fiduciaire exigé pour la position du vertex (cfr page 50),
- soit A ou B rencontre une paroi de la chambre.



On obtient ainsi 2 positions extrêmes (dans le cas de la figure : V'A'B' et V"A"B") au delà et en deçà desquelles le K^o fictif ainsi fabriqué serait rejeté par les critères de sélection.

A ces 2 positions limites, il correspond par la relation $\ell_o = C^{ste}\, P_o t$ (cfr note page 38) deux temps t' et t" dans le centre de masse du K^o. Ces temps nous donnent la probabilité qu'un K^o d'origine O, de moment P_o, et de ligne de vol OV, soit retenu, soit

$$\mathcal{P} = e^{-t'/\tau_S} - e^{-t''/\tau_S} \qquad (1)$$

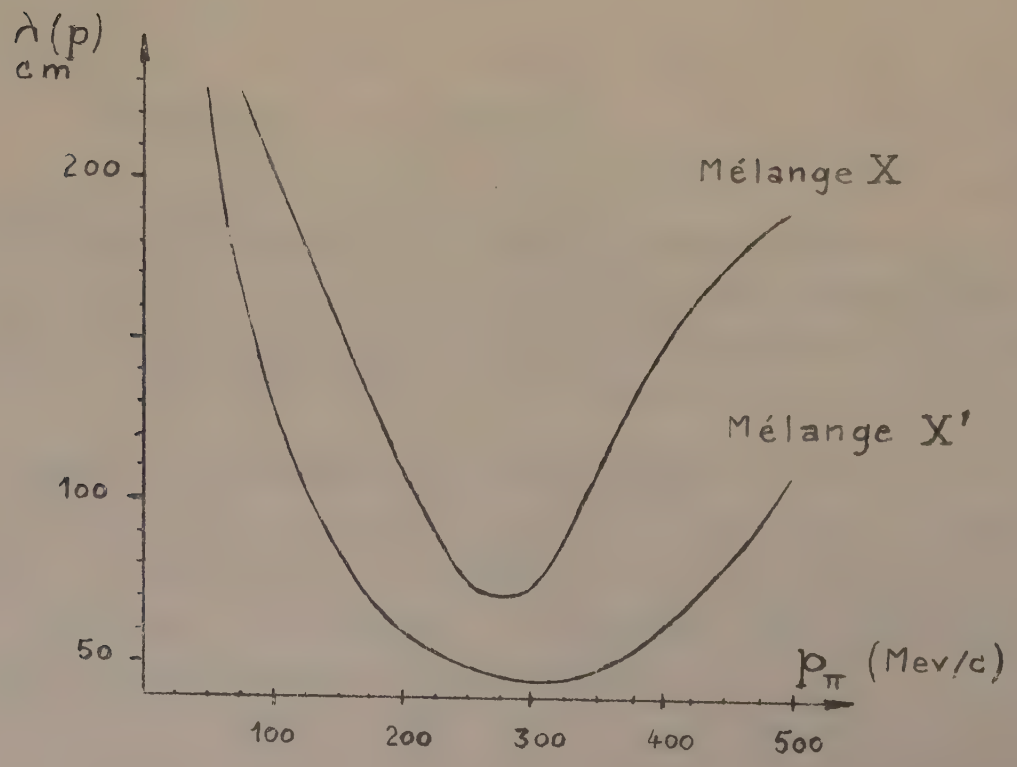
2) *Correction pour les interactions de π.*

Mais nous avons supposé implicitement que les 2π avaient une probabilité unité de parcourir au moins une certaine longueur ℓ (ℓ = VA ou VB). Ceci n'est pas exact, et la probabilité (1) doit être multipliée par la probabilité qu'avaient ces 2π de ne pas interagir.

Si l'on connait les longueurs moyennes d'interaction $\lambda_+(p)$ et $\lambda_-(p)$ des $\pi^{\pm}$ en fonction de leur moment, la probabilité de non-interaction d'un π entre 2 points de sa trajectoire correspondant à 2 valeurs p_1 et p_2 de son moment, et à 2 valeurs R_1 et R_2 de son parcours total, est

$$\mathcal{P}_{int} = e^{-\int_{R_1(p_1)}^{R_2(p_2)} \frac{dR}{\lambda_{\pm}(p)}}$$

La fonction λ(p) s'obtient en étudiant précisément l'échantillon de π de moments divers dont nous disposons grâce aux K°, (voir réf. I.14, p.93). On voit ci-dessous l'allure de cette fonction, identique pour les π^+ et les π^-.



En conclusion, la probabilité totale que le K° fictif ainsi construit soit dans la chambre et retenu par nos critères est

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_{int}(p_{\pi^+}) * \mathcal{P}_{int}(p_{\pi^-}) * \left[e^{-t'/\tau_S} - e^{-t''/\tau_S} \right]$$

et si l'on a tiré au sort, à partir d'un K° donné, N configurations de probabilités $\mathcal{P}_n$, le poids à attribuer à ce K°, est

$$\pi = \frac{N}{\sum_{n=1}^{N} \mathcal{P}_n}$$

en convenant que $\mathcal{P}_n = 0$ pour toute configuration entièrement rejetée par nos coupures.

D. CONCLUSIONS A TIRER DE L'ETUDE DES K2π.

Avant de tirer des informations de notre lot de K2π , nous devons nous assurer que le lot est représentatif de l'ensemble des K° produits, et qu'il a été correctement traité.

1) *Vérifications*

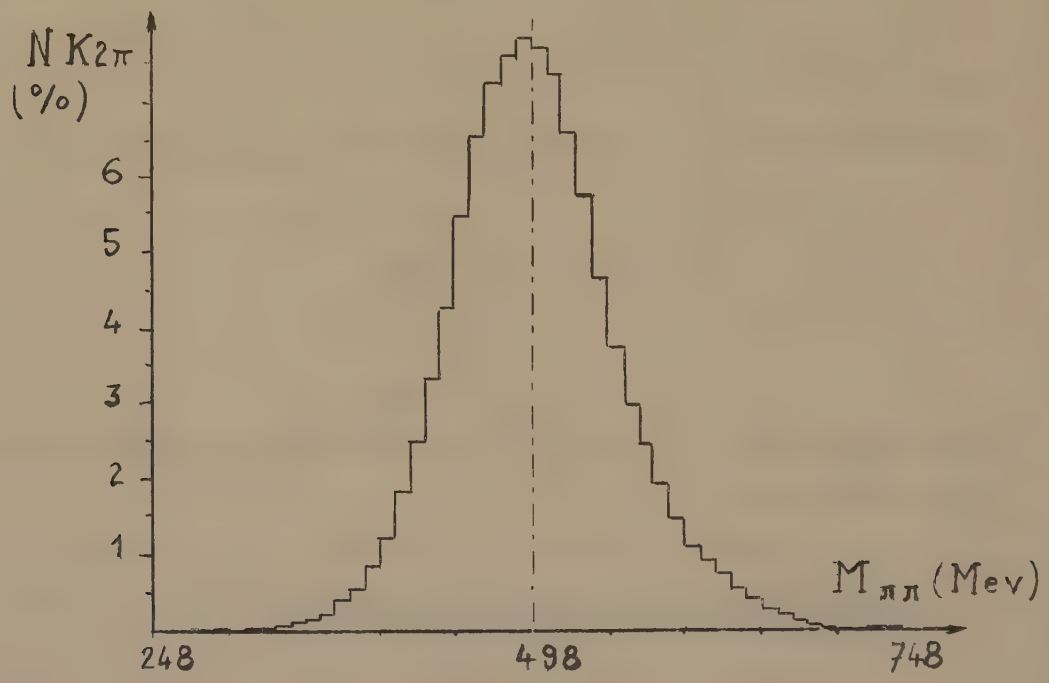
a) Nous pouvons d'abord voir si notre lot de K° nous donne une bonne estimation de la masse du K°, ce qui donnerait confiance dans les mesures faites et le programme de reconstruction géométrique.

La figure ci-après montre l'idéogramme des masses $\pi^+\pi^-$ des K2π de X (avant ajustement cinématique bien sûr). Supposant une erreur gaussienne pour la valeur mesurée de chaque masse individuelle, on trouve comme valeur moyenne

$$M_{\pi\pi} = 506 \pm 8 \text{ MeV}$$

en bon accord avec la valeur donnée actuellement (réf. III.1) et que nous adopterons désormais

$$M_{K^o} = 497,7 \text{ MeV}$$



b) Si notre méthode d'ajustement cinématique est correcte, elle doit nous donner pour chaque K^o une bonne estimation du moment P_o, donc du temps de vie (par la relation (1) p. 38). La distribution en temps de vie de nos K^o doit donc permettre d'évaluer la vie moyenne τ_S du K^o_S.

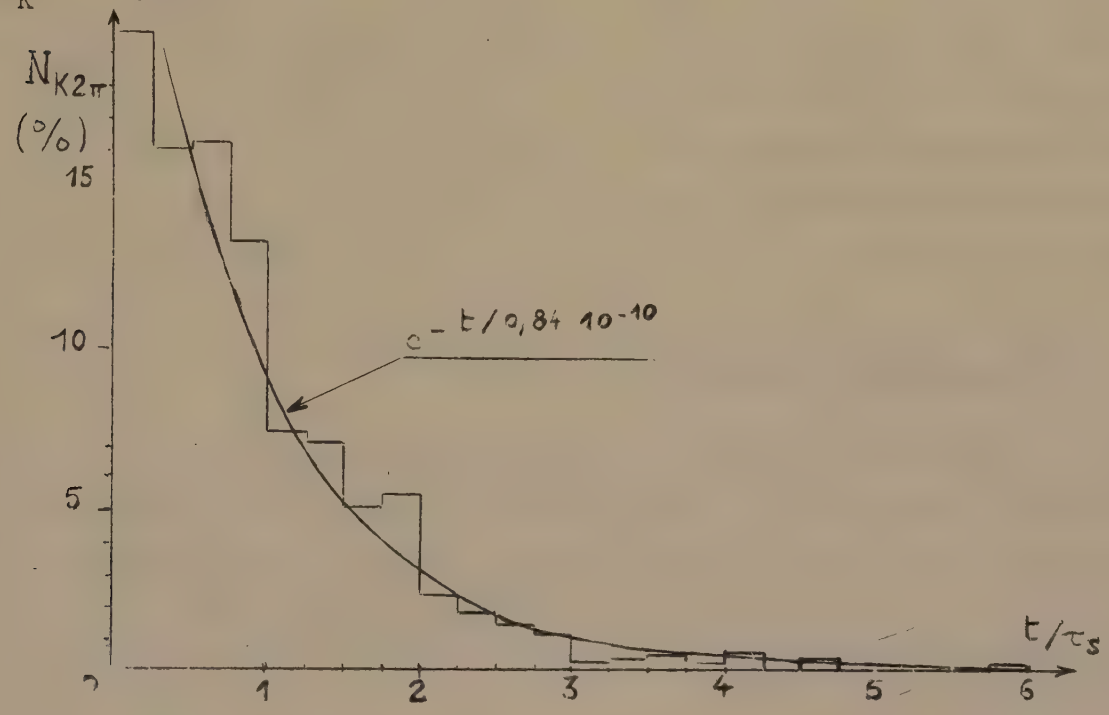
L'application de la méthode de Bartlett (réf. III.2) donne comme estimation de τ_S

$$\tau_S = (0,84 \pm 0,05)\ 10^{-10} \text{ sec.}$$

en bon accord avec la meilleure valeur actuelle :

$$\tau_S = 0,866 \pm 0,014 \quad \text{(réf. VII 21 et I 5.)}$$

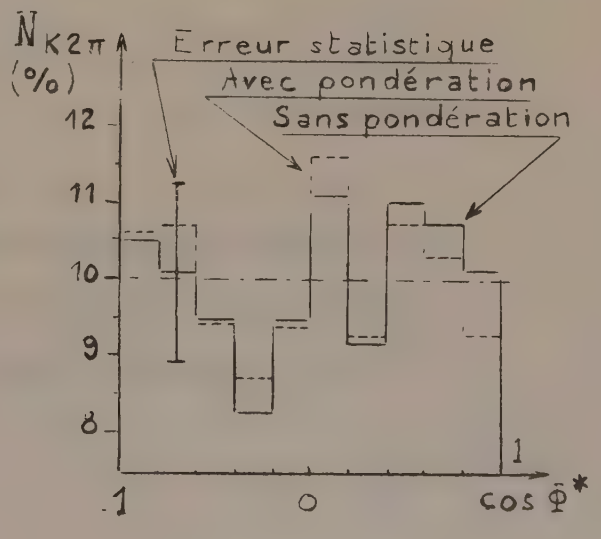
La figure ci-dessous montre la courbe e^{-t/τ_S} superposée à l'histogramme expérimental des temps de vol des K_1^2 de X° (le manque d'événements à $t < 0{,}3\ 10^{-10}$ reflète l'effet de la coupure $\ell_{K^\circ} > 0{,}3$ cm).



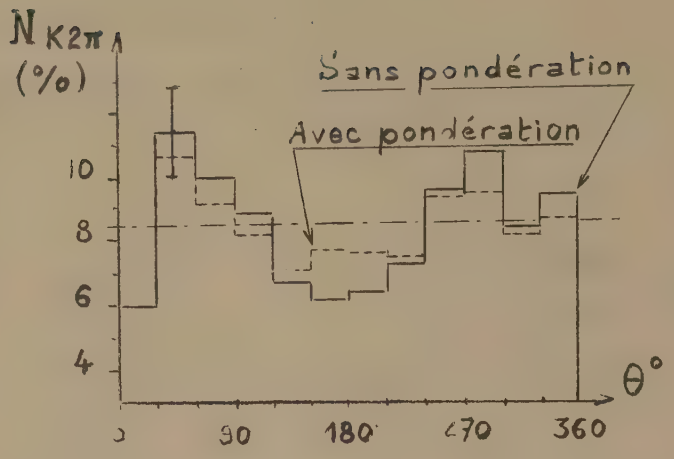
c) Il reste enfin à vérifier que la méthode de pondération et les hypothèses physiques utilisées (isotropie de la production du K° par rapport au K^+, et de la désintégration du K° dans son centre de masse) étaient bien justifiées.

Ces vérifications ont été faites. La figure ci-contre montre par exemple l'histogramme des angles Φ^*, angles entre la direction du K° et le π^+ au centre de masse du K°, ce pour l'ensemble des K_S° de X et X', avant et après pondération.

L'isotropie est évidente, même avant pondération.



La figure suivante montre la distribution de l'angle azimutal θ de la direction du K° autour du K^+ (repéré par rapport à un plan quelconque, fixe par rapport à la chambre). On voit que la pondération rapproche la distribution expérimentale d'une distribution isotrope.



2) *Informations déduites du lot de K2π.*

Nous allons voir que le lot de désintégrations $K^\circ_S \to \pi^+\pi^-$ nous fournit trois sortes de renseignements : le nombre de K°_L produits dans toute l'expérience, les distributions en moment et en angle des K° lors de leur production, et enfin les distributions en masse et coplanarité des K°_S lorsque ceux-ci sont pris non pas en tant que "vrais K2π", mais en tant que "faux Kμ".

a) Nombre total de K°_L produits dans l'ensemble des films

Comme les échanges de charges de K^+ sur nucléon produisent autant de K°_S que de K°_L (puisqu'il s'agit d'interactions fortes donnant naissance à des K°, donc vérifiant l'expression (8) p.15), du nombre $N_{\pi^+\pi^-}$ de K2π effectivement observés, on peut remonter au nombre total $\mathcal{N}$ de K°_S produits, donc obtenir le nombre $\mathcal{N}$ de K°_L produits.

Nous avons vu au § C la manière d'obtenir le poids de chaque K2π. La signification de ce poids π_k est la suivante : pour un K2π (d'indice k) observé, il y en a eu en fait π_k de produit.

Par conséquent, le nombre de K°_L produits, dans toute

l'expérience X par exemple, est :

$$\mathcal{N} = \frac{P}{p} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{1-x} \cdot \sum_{k=1}^{N^{\pi^+\pi^-}} \pi_k$$

avec $\rho = \dfrac{K_S^\circ \to \pi^+\pi^-}{K_S^\circ \to \pi^+\pi^- + \pi^\circ\pi^\circ} = 0{,}69$

$\dfrac{P}{p}$ = nombre de photos total / nombre de photos où on a recherché les K_S° = 94.600 / 2.821

ε = efficacité de scanning pour les K_S° = 99,8 %

x = pourcentage de K_S° rejetés par la coupure $\chi^2 = 11$ (loi du χ^2 à 3 degrés de liberté) = 1,2 %

$\sum \pi_k$ = somme des poids des 325 K_S° = 593,2.

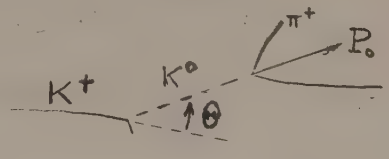
Finalement :

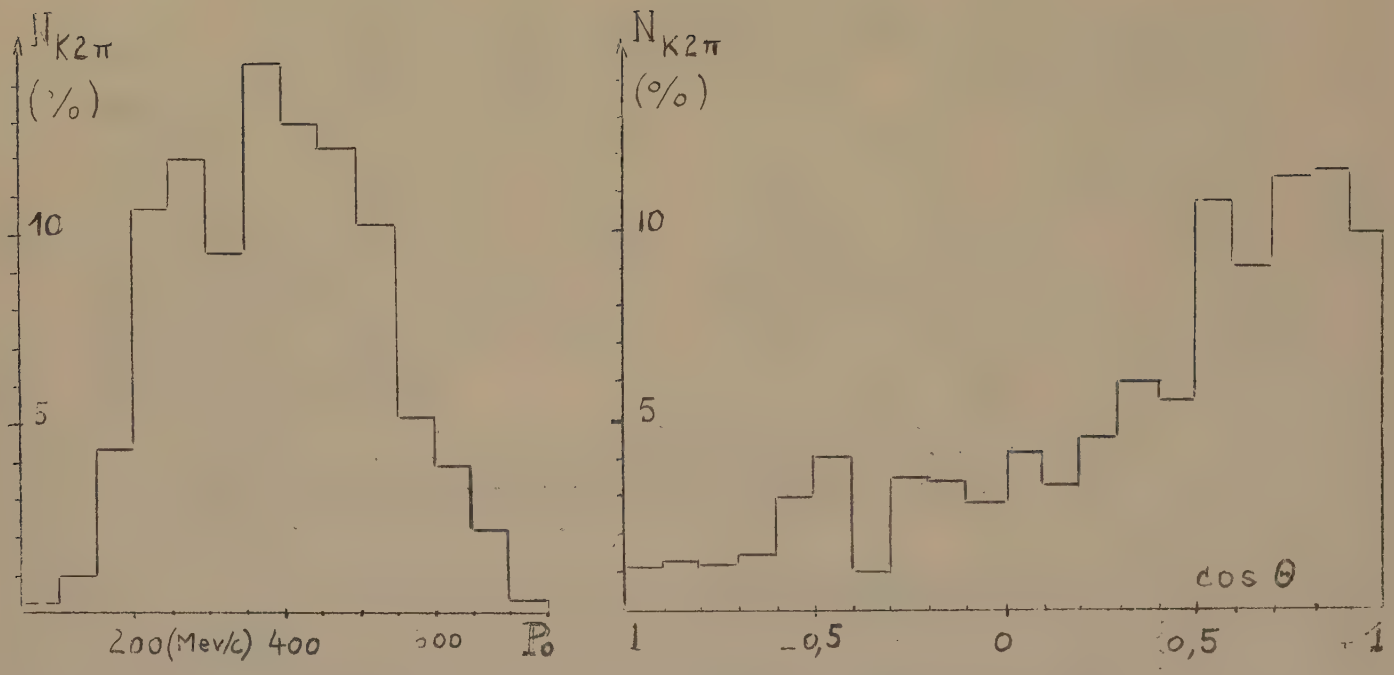
$$\mathcal{N}_{K_L^\circ} = 29.200$$

Cette évaluation du nombre de K_L° produits nous servira par la suite à estimer l'ordre de grandeur du nombre de désintégrations $K\mu$ attendues.

b) Que peut-on dire ensuite des lois de production des K° ?

α) Les figures ci-après montrent respectivement les histogrammes des moments P_o des K° après fit et pondération, et des angles θ formés par le K° et le K^+ qui l'a produit.





Spectres en moments et en angles d'émission des K2π.

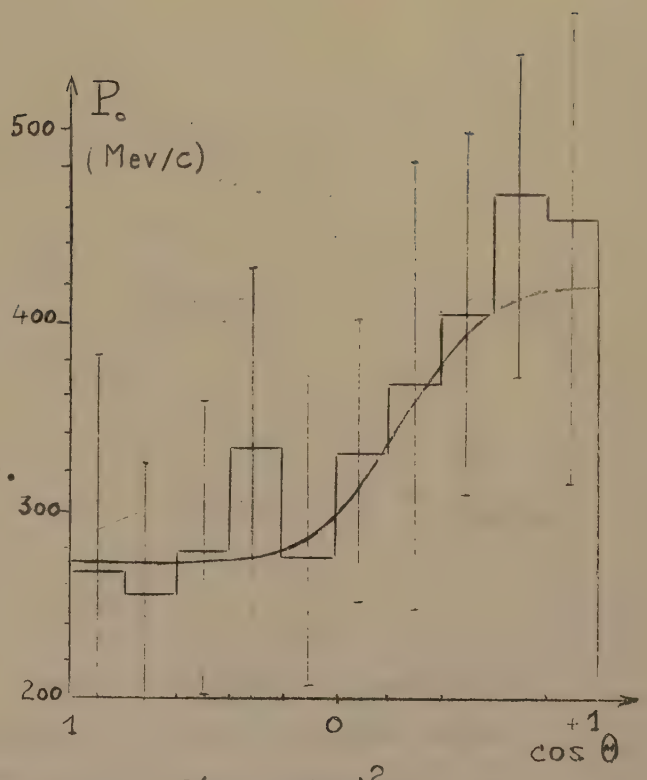
On peut souligner :

- que le moment des K^o produits est de 400 MeV/c en moyenne et ne dépasse jamais 650 MeV/c alors que le moment du faisceau de K^+ est de 800 MeV/c. Ceci s'explique par le fait que les K^o sont en moyenne produits vers le milieu de la chambre, où les K^+ ont déjà perdu 100 MeV/c ($\sim$ 2 MeV/c par cm de parcours) et par la taille finie de la chambre où les K^o très rapides ont moins de chance de se désintégrer;

- que les K^o sont émis préférentiellement vers l'avant, avec toutefois un léger manque pour cos $\theta > 0,8$ (correspondant aux réactions avec nucléon de recul de faible moment, donc devant rester dans le noyau, ce qui est défavorisé par le principe d'exclusion de Pauli).

β) Une information qui nous sera utile par la suite est la relation entre l'angle d'émission du K^o par rapport au K^+ et le moment du K^o.

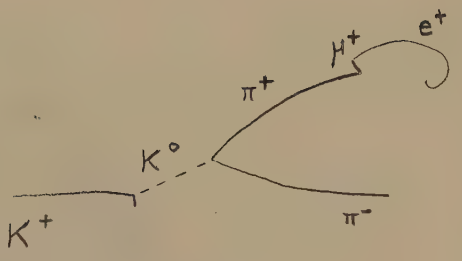
La figure ci-contre montre l'histogramme expérimental des moments des K° de X groupés par bandes de $\Delta(\cos\theta)=0{,}2$. Les barres d'erreur représentent uniquement l'erreur statistique dans chaque bande (± 30 % en moyenne). La courbe superposée représente l'approximation analytique de la loi P = P (cos θ) que nous emploierons pour les Kμ et Kβ de X :



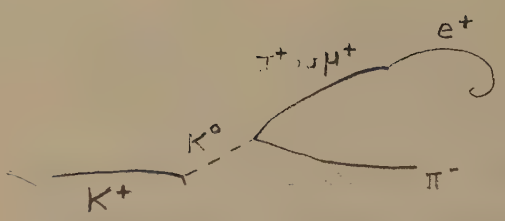
$$P_o(\text{MeV/c}) = 270 + 147 \exp \frac{-2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \cos\theta}$$

γ) La loi $P_o(\cos\theta)$ représente t-elle tous les types de production de K° ? Elle n'est bien sûr plus valable pour les K° produits en même temps qu'un π par exemple ($K^+n \to K^\circ p\,\pi^\circ$ ou $K^\circ n\pi^+$) mais ces origines, d'une part ne représentent que 6 % de toutes les origines de K2π, et d'autre part risquent d'être confondues, lorsque le π^+ sort de la chambre, avec un scattering inélastique de K^+. En conséquence, nous ne nous occuperons plus désormais de ces 6 % d'origines avec production de π, et ne garderons comme origines de K°_S ou K°_L que celles sans secondaires visibles autres que proton reconnu par arrêt dans la chambre (quitte bien sûr à corriger ce "manque" lors de l'évaluation du nombre absolu de désintégrations d'un type donné; (cfr. par exemple pages 91 et 124).

c) Enfin on conçoit que si, dans un $K^\circ_S \to \pi^+\pi^-$ le π^+ stoppe dans la chambre, mais le passage $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$ est tel que π^+ et μ^+ soient alignés, ce K2π aura le même aspect qu'un $K^\circ \to \pi^- \mu^+ \nu$.



$K^0_S \to \pi^+\pi^-$ avec passage $\pi^+ \to \mu^+$ visible.



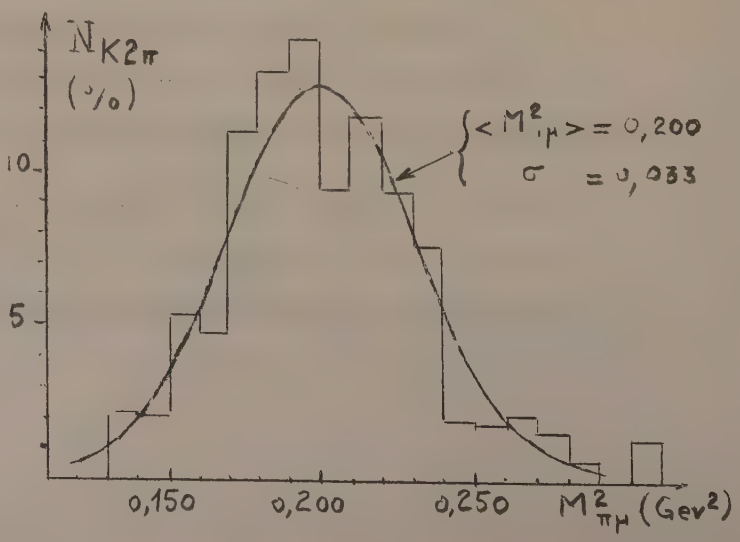
$K^\circ \to \mu^+\pi^-\nu$, ou $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ avec π^+ et μ^+ alignés.

Dans l'étude des $K^\circ \to \pi\mu\nu$ (dits"Kμ") nous aurons donc à évaluer la proportion de tels "faux Kμ". Il nous sera alors utile de savoir comment se comporte, au point de vue de la masse du système πμ et de la coplanarité entre K° et plan (πμ), un lot de K2π satisfaisant aux mêmes critères de sélection que les Kμ (cfr. p. 69) et pour lesquels on suppose que le vrai π^+ (de parcours R^+) est en fait un μ^+ de même parcours [donc de moment p_{μ^+} tel que $R_+(p_{\mu^+}) = R_+(p_{\pi^+})$].

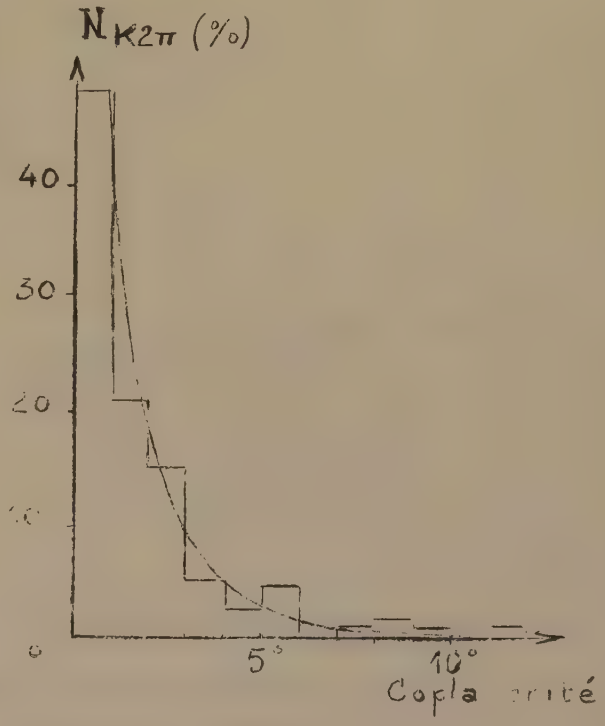
On a d'abord constaté que la distribution en $M^2_{\pi\mu}$ est indépendante de la longueur de vol des K°. On a donc pris 156 $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ de X dont le π^+ stoppe, et évalué la masse $M^2_{\pi\mu}$ par la formule

$$M^2_{\pi\mu} = m^2_\pi + m^2_\mu + 2\,(E_{\pi^-}\sqrt{p^2_{\mu^+} + m^2_\mu} - p_{\pi^-}p_{\mu^+}\cos\theta_{+-})$$

La figure ci-contre montre l'histogramme des $M^2_{\pi\mu}$ obtenus. Une gaussienne (courbe continue) représente bien cette distribution.



Pour la coplanarité, définie par $C = \frac{\pi}{2} - \text{Arc cos } (\vec{K^o} \cdot \vec{\pi_\Lambda} \vec{\mu})$, on a vérifié que celle-ci ne dépend pas du fait que le π stoppe ou non dans la chambre, mais dépend de la longueur de vol du K^o. On a donc pris 133 $K2\pi$ de X et X' dont $\ell_{K^o} \geqslant 3$ cm (en projection sur vue 2) (longueur exigée pour les vrais $K\mu$). On obtient la distribution ci-contre, qu'on peut représenter par une courbe exponentielle $0{,}575e^{-0{,}575C}$.



En conclusion, l'étude des désintégrations $K^o_S \to \pi^+\pi^-$ dans chacun des mélanges nous aura permis :

- de vérifier que nos méthodes d'analyse (mesure, cinématique, pondération) sont correctes;
- d'obtenir des informations concernant les lois de production des K^o_S, donc des K^o_L;
- de savoir déjà comment se présenteront dans la chambre les $K2\pi$ qui simulent des $K\mu$.

CHAPITRE IV

ETUDE DU MODE $K^0 \to \pi\mu\nu$

SOMMAIRE

Pages

A. INTRODUCTION.

1) But de l'expérience : $\Gamma_\mu = \frac{N}{T}$ 66
2) Evaluation de N. 66
3) Evaluation de T. 67
4) Plan de l'exposé. 68

B. ESTIMATION DU NOMBRE DE Kμ ATTENDUS. JUSTIFICATION DES COUPURES.

1) Sélection des événements. Coupures géométriques. 69
2) Coupures cinématiques supplémentaires. 74

C. OBTENTION DU NOMBRE N D'EVENEMENTS EXPERIMENTAUX.

1) Dépouillement, mesure. 75
2) Cinématique. Pondération des origines. 76
3) Bruits de fond autres que $K^0_S \to 2\pi$ directs. 80

D. OBTENTION DU TEMPS OBSERVABLE T.

1) Déroulement du calcul. 85
2) Forme de l'élément de matrice. 87
3) Interactions de π et μ. Probabilité de capture du μ^-. 87
4) Intensité $K^0_L \to \pi\mu\nu$ en fonction du temps. 90
5) Correction pour les origines de K^0 non prises en compte. 91
6) Correction pour la coupure cinématique à $\chi^2 = 5$. 92
7) Correction pour l'efficacité de dépouillement. 93

E. OBTENTION DU NOMBRE DE "FAUX Kμ" GARDES PARMI LES N.

		Pages
1)	*Différence entre* $K\mu^+$ *et* $K\mu^-$.	93
2)	*Calcul de la contamination due à* $\pi^\pm \to \mu^\pm$ *en vol.*	94
3)	*Calcul de la contamination due à* $\pi^+ \to \mu^+$ *à l'arrêt.*	95

F. VALEUR DE $\Gamma \pm \Delta\Gamma$. CRITIQUE DU RESULTAT.

1)	*Valeur obtenue pour* Γ.	96
2)	*Calcul de l'incertitude* $\Delta\Gamma$.	98
3)	*Facteurs non pris en compte par ce calcul d'incertitude.*	100
4)	*Conclusion.*	104

*

* *

*

A. INTRODUCTION

1) *But de l'expérience.*

Nous nous proposons de déterminer le taux absolu de désintégration $K_L^o \to \pi^{\pm} \mu^{\mp} \nu$. Si, dans l'ensemble d'une expérience, un flux de $\mathcal{N} K_L^o$ a traversé la chambre à bulles, et qu'on a pu observer N désintégrations du type ci-dessus (dit "$K\mu$"), ce taux Γ_{L_μ} est, par définition, égal au quotient de N par le temps T passé par les $\mathcal{N} K_L^o$ dans la chambre.

Il faut donc évaluer à la fois N et T.

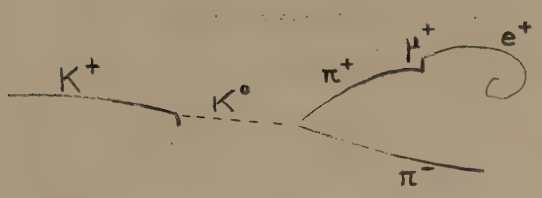
2) *Evaluation de N.*

Rechercher dans les photos les désintégrations $K\mu$ s'avère difficile pour deux raisons :

- les désintégrations $K\mu$ sont rares ; nous avons dit que les échanges de charge de K^+ donnent naissance à autant de K_S^o que de K_L^o. Or, une vie moyenne de K_S^o correspond environ à 2 cm. de parcours dans la chambre, et pratiquement tous les K_S^o se désintègreront à l'intérieur de celle-ci, tandis qu'une vie moyenne de K_L^o équivaut à une longueur de 13 mètres; même si les K_L^o parcouraient la longueur maximum de 1 m dans la chambre, nous n'en verrions au plus que $1 - e^{-1/13} = 8\ \%$.

- de plus, les désintégrations $K\mu$ peuvent prêter à confusion avec une désintégration $K_S \to 2\pi$, toutes deux se présentant dans les photos comme un V formé de deux traces chargées, la seule différence étant que - pour un $K\mu^+$ par exemple - le μ^+, s'il s'arrête dans la chambre, peut donner un e^+, tandis que - pour un $K2\pi$ - le π^+ à l'arrêt donne un μ^+ de quelques millimètres, lequel à son tour se désintègre en e^+. On voit donc qu'il est facile de confondre ces deux types d'événements, pour peu

que le μ^+ du π^+ de K2π soit mal visible (*)



$K^\circ_S \to \pi^+ \pi^-$

$K^\circ \to \mu^+ \pi^- \nu$

Nous serons donc amené , pour mieux "trier" les quelques Kμ des nombreux K2π, à effectuer diverses coupures, notamment à rejeter le plus de K°_S possible en ne regardant que les désintégrations à plus de 2 τ_S de leur origine.

3) *Evaluation de T*

Le calcul du temps passé par les K°_L à l'intérieur de la chambre suppose connue la loi de désintégration des $K^\circ_L \to \pi\mu\nu$ en fonction du temps. Cette loi f(t) dépend, entre autres paramètres, de la différence de masse Δm entre K_S et K_L, et du rapport x des amplitudes ($\Delta S = -\Delta Q$) et ($\Delta S = +\Delta Q$) (cfr. Ch. I, p. 20). Deux méthodes sont alors possibles :

. ou l'on suppose x et Δm inconnus, et on les détermine en cherchant le meilleur accord entre la distribution en temps des Kμ expérimentaux et la distribution théorique f(x, Δm, t). Mais il se trouve que, vu la forme des courbes f(t) et les incertitudes expérimentales, f(t) est peu sensible aux variations de x et Δm, lorsque $t > 2\tau_S$. Cette voie est donc exclue.

(*) et que le ν du Kμ soit de faible énergie, donc que le V semble bien pointer sur l'origine.

. ou l'on impose des valeurs fixées à x et Δm. C'est ce que nous ferons, en prenant pour Δm la valeur $0{,}45\ \hbar/c^2\tau_T$ donnée par d'autres expériences, et pour x la valeur 0. Ce sera un des objets du chapitre suivant de vérifier ces valeurs grâce aux désintégrations $K_L^o \to \pi e \nu$ observées à des temps qui peuvent être très voisins de zéro.

4) *Plan de l'exposé.*

Nous allons d'abord dire par quels critères géométriques et cinématiques nous pouvons espérer distinguer les vrais $K\mu$ des "faux candidats" qui sont en fait des désintégrations en $\pi^+\pi^-$ de K_S^o produits en même temps que les K_L^o.

Nous verrons ensuite comment sont obtenus et traités chacun des N K_μ retenus, et nous nous assurerons que, parmi ceux-ci, la proportion d'événements parasites autres que ceux que nous venons d'évoquer est négligeable.

Puis nous calculerons le temps observable T à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo; celle-ci nous donnera, en même temps, le nombre F de "faux $K\mu$" qui sont en fait des $K2\pi$ du type ci-dessus et qui, malgré toutes les coupures effectuées, ne peuvent être séparés des vrais $K\mu$.

Enfin, nous calculerons Γ_{L_μ}, par la formule

$$\Gamma_{L_\mu} = \frac{N - F}{T}$$

ainsi que l'incertitude sur Γ_{L_μ}.

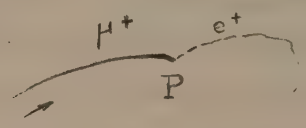
B - ESTIMATION DU NOMBRE DE $K\mu$ ATTENDUS, ET JUSTIFIFATION DES COUPURES EFFECTUEES.

I) *Sélection des événements. Coupures géométriques.*

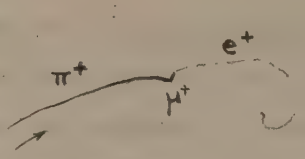
Comme dans toute recherche analogue d'événements assez rares, donc facilement mêlés à des événements parasites, on applique, aux trois stades de l'étude (dépouillement, mesure, cinématique) une série de critères, que l'on peut classer en 3 groupes : les critères destinés à séparer les $K\mu$ des $K2\pi$ (critères α à δ); ceux qui permettent de mieux repérer et de mieux mesurer les V° et leur origine (critères ε à ι); enfin ceux qui aident à séparer les $K\mu$ des bruits de fond autres que $K2\pi$(θ à κ).

α) Pour un candidat $K\mu^+$: la trace μ^+ doit stopper dans la chambre et donner naissance à un e^+

reconnu par sa spiralisation et son ionisation, différentes de celle de la fin du μ.

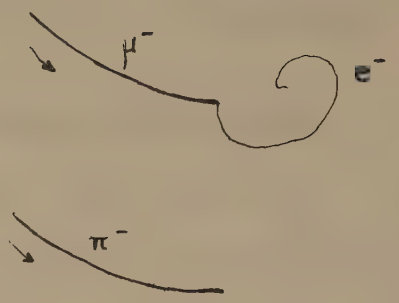


Le "point de passage" P d'un $\mu^+ \to e^+$ est donc, en principe, différent de celui d'un $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$, qui comporte un décrochement caractéristique, que nous appellerons "baïonnette". Mais on conçoit tout de suite que ce "critère baïonnette" va être délicat à appliquer: d'une part le μ^+ de $\pi^+ \to \mu^+$ n'a que 2 mm de long environ, donc sera parfois mal visible; d'autre part, si la chaîne $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$ est telle que π^+ et μ^+ soient presque alignés, ce π^+ de $K2\pi$ aura exactement le même aspect qu'un μ^+ de $K\mu^+$. (*)



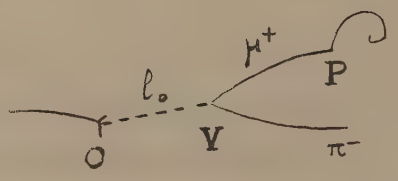
(*) C'est pour cette raison que l'on n'a pas entrepris l'étude des $K\mu$ dans les mélanges X' et X", car un μ^+ de π^+ à l'arrêt n'y parcoure que 1,6 mm et 1,3 mm respectivement.

β) Pour un candidat $K\mu^-$, on exige de même que le μ^- stoppe dans la chambre et donne un e^- reconnu. On perd ainsi un tiers environ des $K\mu^-$ (puisque, dans 28 % des cas, le μ^- est absorbé à l'arrêt par un noyau du liquide, avant de se désintégrer; cfr. page 87), mais on est certain de ne garder que des μ^- et pas de π^- puisque ceux-ci, s'ils s'arrêtent, sont absorbés par les noyaux.



γ) Pour tout candidat $K\mu^\pm$, on exige que la longueur de vol du K^o (distance OV) soit supérieure à 3 cm, en projection sur vue 2.

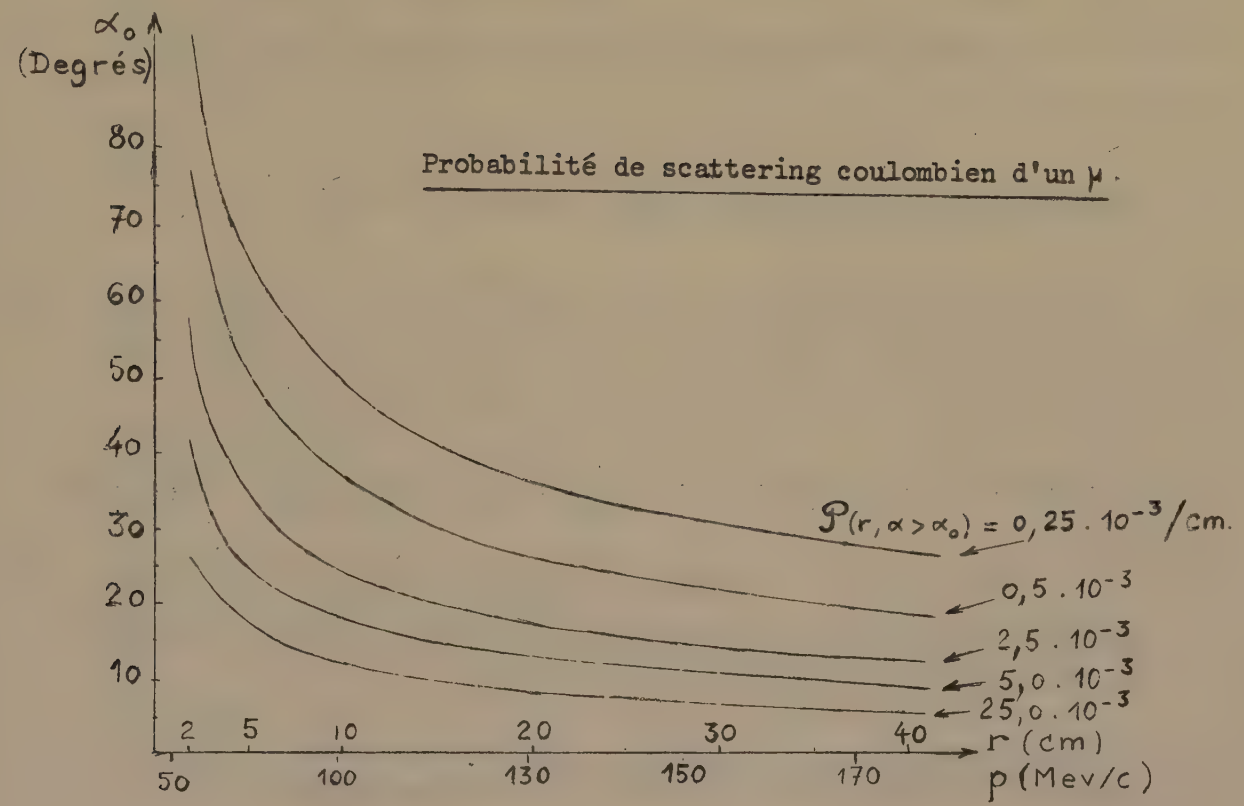
Ceci permet d'éliminer de l'ordre de 85 % des $K2\pi$, puisque 3 cm en projection correspondent en moyenne à 4,4 cm dans l'espace, soit à environ 2 vies moyennes de K^o_S (cfr. ch. III, p. 48).



δ) Pour les candidats $K\mu^\pm$, on veut que la trace μ ne présente pas d'interaction. Pour ce qui est des interactions nucléaires, on est ainsi certain de garder les μ (qui sont des leptons) et de rejeter les π, qui ont une section efficace nucléaire de l'ordre du millibarn (déduite de la longueur moyenne d'interaction, qui est de 150 cm).

Cependant, il faut tenir compte des interactions coulombiennes, comparables pour π et μ. On peut calculer, à l'aide de la formule de Mott (réf. IV.1), la probabilité $\mathcal{P}(r, \alpha > \alpha_o)$ qu'un μ de moment p, donc de parcours total r, fasse un scattering coulombien d'angle supérieur ou égal à α_o. Si l'on cherche α_o fonction

de r tel que $\mathcal{P}(r, \alpha > \alpha_o)dr = k.dr$, on obtient le réseau de courbes ci-dessous.



On voit qu'on ne peut pas se contenter de couper toute trace faisant, par exemple, un coude de plus de 20° quel que soit son moment, puisque, si l'on rejette ainsi les π ayant fait un scattering nucléaire (cfr. ch. III, p. 54), on rejette aussi beaucoup de μ déviés par scattering coulombien (en particulier dans les derniers centimètres avant l'arrêt).

On est donc conduit à adopter une coupure fonction du parcours restant après le coude. En pratique, on a choisi la courbe $\mathcal{P}(r, \alpha_o) = 2,5\ 10^{-3}$/cm (c'est-à-dire que tout coude d'angle α observé à r cm de la fin d'un μ fera rejeter le μ si le point (r, α) se situe au dessus de la courbe $\mathcal{P}(r, \alpha_o) = 2,5\ 10^{-3}$/cm, et ce à condition que r > 2 cm).

Une telle coupure présente l'avantage d'être facile à utiliser quand il s'agit de savoir combien de vrais Kμ ont ainsi été rejetés (cfr. p. 87), et combien de K2π ont ainsi été gardés à tort parmi les Kμ (cfr. p. 93).

ε) Coupures sur la position de V et P (pour K_μ^+ et K_μ^-) :

Afin de bien voir le vertex V d'une part, et le point P où le $\mu^\pm$ s'arrête pour donner $e^\pm$, d'autre part, on exige que P et V soient situés à l'intérieur du volume fiduciaire défini par

$-43 < X < +40 \qquad -19 < Y < +19 \qquad -33 < Z < -5{,}5$ (*)

(coordonnées en cm repérées par rapport au système défini page 33).

Il reste ainsi suffisamment de place entre ce volume et les parois de la chambre pour être certain que tout μ stoppant donnera un électron, reconnu comme expliqué en α).

ζ) Coupure sur l'angle de profondeur du K°, du $\pi^\pm$ et du $\mu^\mp$

Pour que ces 3 traces soient correctement mesurées, on rejette tout événement ne satisfaisant pas aux conditions :

$|\phi_o| < 60° \qquad |\phi_{\pi^\pm}| < 57°5 \qquad |\phi_{\mu^\mp}| < 57°5$

η) Coupure sur la nature de l'origine

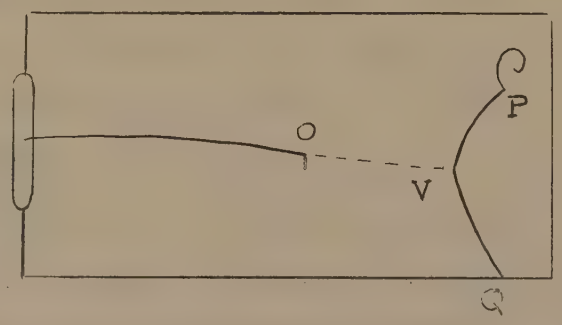
Conformément à ce qui a été dit page 61, on ne garde comme origines de Kμ que celles qui ne donnent pas de traces secondaires autres que proton(s) reconnu(s) par arrêt dans la chambre.

(*) Cette valeur demi-entière résulte du fait que nous avons utilisé plusieurs jeux de coupures différents (cfr. p.101). Nous ne présentons ici que l'un d'entre eux.

θ) Coupure sur la longueur des traces chargées ($\pi^{\pm}$ et $\mu^{\mp}$)

On ne garde un Kμ que si ℓ_π et ℓ_μ sont supérieures à 5,5 cm (dans l'espace). Ceci permet à la fois de bien mesurer ces traces, et d'être sûr de leur sens (par variation de courbure et d'ionisation le long de leur trajectoire).

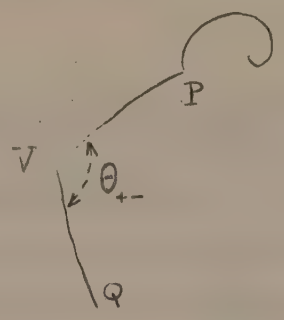
En effet, un événement tel que celui dessiné ci-contre pourrait-être, non un Kμ de sommet V, mais une trace entrant dans la chambre en Q, et faisant un coude en V avant de s'arrêter en P (la possibilité de telles traces entrantes vient de ce que les K^+ du faisceau, qui n'ont pas interagi dans le liquide peuvent interagir ou se désintégrer dans le métal des parois au voisinage de Q). Si la longueur VQ n'est pas suffisante, on ne peut trancher entre le sens V → Q et Q → V.



ι) Coupure sur l'angle θ_{+-} au sommet du V

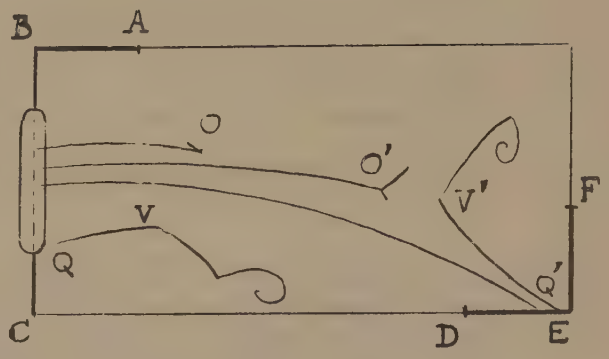
Toujours dans le but d'éliminer les scatterings de trace entrante, on exige que l'angle d'ouverture du V soit inférieur à 120°.

On exige d'autre part que θ_{+-} soit supérieur à 35°.



κ) Coupure sur la position du point de sortie du π^- de $K\mu^+$

Il se trouve qu'un certain nombre de π^+ ou μ^+ de contamination du faisceau (cfr. p. 32) pénètrent dans la chambre dans la région ABC. Si un tel π^+ ou μ^+ rentre en Q et fait un coude en V, on risque de le prendre à tort comme $K\mu^+$ de sommet V et d'origine O par exemple.



D'autre part, on constate que les K^+ du faisceau qui ont traversé la chambre de part en part peuvent interagir dans le métal en DEF et donner des secondaires qui, revenant dans le liquide en Q' peuvent de même simuler un $K\mu$ de sommet V' et d'origine O' par exemple.

On a donc été amené à rejeter tout candidat $K\mu^+$ dont le π^- sort de la chambre par une des parois ABC ou DEF ($X_A = -30$, $X_D = 30$, $Y_F = -5$).

Il était inutile d'appliquer le même critère aux $K\mu^-$, vu que le faisceau est constitué de K^+ et non de K^-.

2) *Coupures cinématiques supplémentaires.*

On pouvait espérer qu'un tel ensemble de coupures suffirait à "trier" les bons $K\mu$ des faux candidats. Mais cela n'est pas le cas : en effet, si l'on se sert du nombre de K^o_S (ou de K^o_L) produits dans toute l'expérience, (voir p. 58) et de l'ordre de grandeur du taux absolu Γ_μ ($\sim 5.10^6$ sec^{-1}), on peut calculer que les coupures α) à κ) nous laissent finalement environ 20 $K\mu^+$ et 20 $K\mu^-$ mais aussi environ 150 "faux $K\mu^+$ " et 10 "faux $K\mu^-$ ". Ces derniers sont, en fait, soit des

$K^o_S \to 2\pi$ dont un π se désintègre en vol, et donne à angle faible un μ stoppant dans la chambre, soit des $K^o_S \to 2\pi$ dont le π^+ stoppe et donne une chaîne $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$ sans "baïonnette" visible.

On est donc amené à utiliser le fait que le K2π est une désintégration en deux corps et le Kμ, en trois corps. D'où les deux critères suivants :

α) Coupure en $M^2_{\pi\mu}$

On peut calculer la masse du système ($\pi\mu$) d'un Kμ , et celle d'un K2π en faisant l'hypothèse qu'un des π est un μ (cfr. p. 62).

Si l'on coupe tout V dont $M^2_{\pi\mu}$ est supérieur à 0,200 $(GeV/c)^2$ on rejette ainsi environ 30 % des vrais Kμ et 50 % des K2π.

β) Coupure en coplanarité

Parmi les événements dont $0{,}135 < M^2_{\pi\mu} < 0{,}200$, on rejette tous ceux dont la coplanarité (angle entre le K^o et le plan des branches chargées) est inférieure à 8°5; ceci exclut 30% des Kμ et 99 % des K2π gardés par α), (cfr. p. 63).

L'ensemble de ces 2 critères nous laisse 10 $K\mu^+$ et 10 $K\mu^-$ environ, avec seulement 0,7 "faux $K\mu^+$" et 0,05 "faux $K\mu^-$".

Il faut bien souligner que cette estimation ne donne que l'ordre de grandeur du nombre de "vrais" et "faux Kμ", vu l'incertitude sur l'évaluation des effets de certaines coupures. Seule la méthode présentée au § D permettra d'obtenir des chiffres corrects.

C. OBTENTION DU NOMBRE N D'EVENEMENTS EXPERIMENTAUX

1) *Dépouillement et mesure*

Les 94.600 photos de X ont été dépouillées deux fois pour la recherche des $K\mu^+$, et quatre fois pour la recherche des $K\mu^-$; les candidats ainsi obtenus ont ensuite été passés en mesure (comme il est dit p. 35). Remarquons que certains des critères de selection géométriques α) à κ) ont pu être appliqués dès la table de dépouillement (exemple : $\ell_{K^o} \gtrsim 1$ cm sur les 3 vues, ou coude très grand sur une trace énergique ...); dans les cas moins évidents, comme dans l'application des critères en $M^2_{\mu\pi}$ et coplanarité, on n'a pu trancher qu'après mesure.

Le tableau ci-dessous donne une idée de l'information ainsi traitée.

Différents stades d'analyse :	Nombre de $K\mu^+$	Nombre de $K\mu^-$
Avant mesure, et après avoir effectué les coupures évidentes :	325	66
Après mesure et application de tous les critères géométriques :	172	38
Après mesure et application des critères géométriques et cinématiques :	16	11

2) *Cinématique. Pondération des origines*

Il faut maintenant, pour chacun des 27 $K\mu$ obtenus, répondre aux deux questions suivantes :

- s'agit-il bien de désintégration $K^o \to \pi^{\pm} \mu^{\mp} \nu$?
- si oui, quelle est leur (ou leurs) origine(s) ?

La réponse sera obtenue grâce à la méthode d'analyse cinématique (introduite p. 35), qui, supposant le moment du K^o initial connu à 30 % près à partir de l'angle d'émission $\theta_{K^+K^o}$, permet d'obtenir pour chaque origine l'ensemble des quantités suivantes :

- χ^2 de l'hypothèse $K^o \to \pi^{\mp}\mu^{\pm}\nu$
- valeurs (avec erreurs) de p, θ et ϕ pour le K^o, le π, le μ et le ν.

On rejette alors toute origine dont le χ^2 est supérieur à 5.

Le tableau ci-dessous donne le nombre de $K\mu^{\pm}$ en fonction du nombre d'origines avant, puis après cinématique.

	Nombre d'origines avant cinématique					
	0	1	2	3	4	5
Nombre de $K\mu^+$	3	8	4	1	0	0
Nombre de $K\mu^-$	1	6	1	2	0	1

	Nombre d'origines après cinématique					
	0	1	2	3	4	5
Nombre de $K\mu^+$	6	8	1	1	0	0
Nombre de $K\mu^-$	2	9	0	0	0	0

Ce tableau permet de classer les événements en 3 catégories : ceux qui n'ont pas d'origines du tout dans leurs photos (4 $K\mu$), ceux qui ont au moins une origine avant et après cinématique (19 $K\mu$), ceux dont l'origine est rejetée par la cinématique (4 $K\mu$). Que peut-on dire de chacune de ces catégories ?

a) On a 4 $K\mu$ qui n'ont aucune origine (avec proton stoppant) dans leur photo. Mais ils ont tous 1 ou 2 origines avec secondaires autres que proton stoppant (π^+ ou p sortant de la chambre, ou π^o) que la cinématique accepte.

Cependant, comme convenu au chapitre III, p. 61 , nous devons exclure ces 4 événements du lot de K μ gardés; nous verrons plus tard s'il y a lieu de corriger ce manque d'événements (voir p. 91 § α)).

b) Les 23 Kμ restant ont, en moyenne, $\frac{38}{23}$ =1,65 origine avant cinématique et $\frac{22}{23}$ = 0,96 origine après cinématique. Cela veut dire que la cinématique permet de bien choisir la bonne origine (si on admet que les 23 Kμ ont en moyenne, 1 origine bonne et 0,65 origine fausse dans leur photo; ce pourcentage d'origines fausses correspond aux échanges de charge de K^+ ayant donné, soit un $K^o_S \to 2\pi^o$, soit un K^o_S(ou K^o_L) désintégré hors de la chambre).

c) On a 4 Kμ qui avaient au moins une origine avant cinématique, et aucune après. Ces 4 événements peuvent être : soit des Kμ produits par une origine avec secondaire non proton (ce qui est le cas pour 2 Kμ), soit des Kμ produits hors de la chambre (cfr. ch. II, p. 32) et associés à tort à une origine à proton dans la chambre, origine que la cinématique refuse d'accepter.

On peut alors penser que, parmi les 19 Kμ restant, certains sont justement des Kμ produits hors de la chambre et associés à des origines fortuitement voisines et compatibles cinématiquement. Ce sera l'objet de la correction faite page 91 § β de tenir compte de cette nouvelle incertitude.

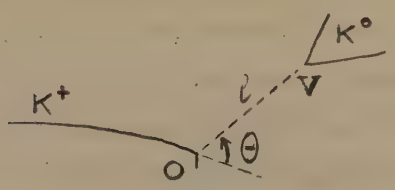
d) 2 des 19 Kμ gardés ont plus d'une origine après cinématique.

Or la probabilité qu'un Kμ désintégré au point V provienne d'une origine O dépend des positions relatives de O et V.

Nous sommes donc amenés à pondérer chaque origine en tenant compte de facteurs cinématique et géométrique :

- du point de vue géométrique, on conçoit que la probabilité d'apparition en V d'un K^o émis en O soit la même en tout point d'une

sphère de centre O et de rayon ℓ, et inversement proportionnelle au carré de son rayon. Mais comme il n'y a pas isotropie autour de la direction du K^+, il faut tenir compte de la loi d'émission $W(\theta)$ étudiée p. 61. D'où un facteur $\frac{W(\theta)}{\ell^2}$



- du point de vue cinématique, un K^o émis en O a d'autant plus de chance de se désintégrer en V qu'il est lent. D'où un facteur $\frac{1}{P(K^o)}$.

Ce raisonnement intuitif peut se justifier rigoureusement (cfr. réf. II.6, p. 37); il conduit à attribuer à chaque origine O_i un poids π_i tel que

$$\pi_i = k \frac{W(\theta_i)}{P_i \ell_i^2}$$

avec $\frac{1}{k} = \sum_i^n \pi_i$ si on a n origines avant cinématique.

Cette méthode, appliquée au seul $K\mu^+$ qui a trois origines gardées après cinématique, conduit à attribuer un poids de 70 % à l'une des origines; mais cette origine a un ϕ_{K^o} de 63°; elle est donc coupée par le critère ζ) page 72, et cet événement figurera dans le nombre total de $K\mu^+$ avec le poids de ses deux autres origines uniquement, soit 30 %. Quant au $K\mu^+$ qui a 2 origines après cinématique, les 2 sont gardées, ce qui donne un poids 1 au $K\mu^+$ en question.

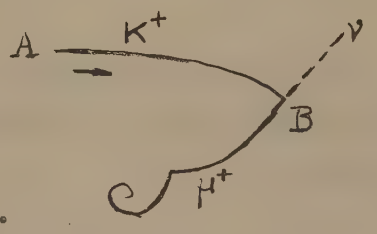
En conclusion de cette analyse, on obtient donc les nombres d'événements suivants :

$N(K\mu^+) = 9{,}3$
$N(K\mu^-) = 9$

3) *Bruits de fond*

Il faut maintenant voir si des interactions ou des désintégrations (autres que Kμ) ne pourraient pas simuler des Kμ que nos coupures n'auraient pas éliminés. Le "bruit de fond" le plus important est dû aux désintégrations de K_S^o produits en même temps que les K_L^o ; nous traiterons ce problème au § E. Mais il y a encore 4 autres sources d'événements parasites que nous allons étudier maintenant :

a) $K^{\pm}$ régénérés : Un $K^{\pm}$, produit en A par interaction de K^o ($K^o p \to K^+ n$, ou $\overline{K^o} n \to K^- p$), peut se désintégrer au point B en $\mu^{\pm}$. Une telle configuration peut être prise à tort comme $K\mu^{\pm}$ si l'on prend le $K^{\pm}(A \to B)$ pour un $\pi^{\mp}(B \to A)$.

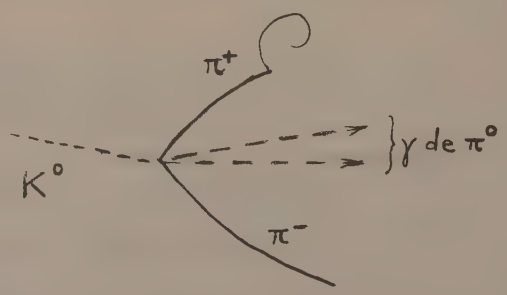


Mais on a exigé que les $\pi^{\pm}$ de Kμ aient au moins 5,5 cm. Une telle longueur est toujours suffisante pour juger du sens de la trace AB d'après son ionisation. (Les $K^{\pm}$ régénérés ont d'ailleurs rarement une longueur supérieure à 5,5 cm, comme on l'a vérifié par un dépouillement partiel).

b) Désintégrations de K_L^o en 3 corps

Un électron de $K^o \to \pi e \nu$ ne peut en aucun cas être confondu avec un μ de $K^o \to \pi \mu \nu$, vu qu'on a exigé que l'angle de profondeur du μ soit inférieur à 57°5 et que le μ stoppe et donne un électron (donc changement net de courbure et d'ionisation).

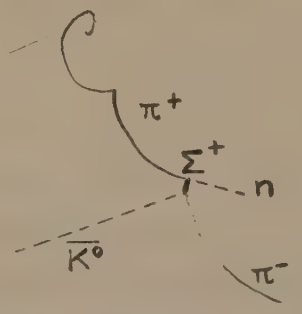
Par contre, une désintégration $K_L^o \to \pi^+ \pi^- \pi^o$ peut simuler un Kμ si le π^+ stoppe sans baïonnette repérable et si les 2γ du π^o se désintègrent hors de la chambre. L'étude de ce bruit de fond a été faite par reconstitution d'un lot de K3π fictifs auxquels on applique



toutes les coupures des Kμ. On trouve que 1 % des $K\mu^+$ sont de faux événements de ce type. Il n'y a donc pas lieu d'en tenir compte.

c) Désintégrations d'hypérons :

Les interactions de K^o peuvent donner naissance à des Λ^o ou a des $\Sigma^\pm$. Les premiers ne nous gênent que lorsqu'ils donnent $p\mu^-\nu$ et l'on sait que le rapport de branchement de ce mode est inférieur à 10^{-3} (réf. IV.2). Ce bruit de fond est donc négligeable.



Quant aux interactions de $\overline{K^o}$ donnant $\Sigma^\mp \pi^\pm$, elles ne simulent des $K\mu^\pm$ que si le Σ est trop court pour que le coude $\Sigma \to \pi$ soit visible. Un tel bruit de fond ne représente que 2 % des K3π (réf. I.14, p. 39); il est à fortiori négligeable par rapport aux Kμ.

d) K^o_S régénérés. C'est le bruit de fond majeur.

Nous allons voir qu'il y a dans X environ 1000 K^o_S régénérés par interaction de K^o_L, mais que heureusement nos coupures réduisent ce nombre à moins de 0,2.

Soient L_D, L_R et L respectivement les longueurs moyennes de désintégration des K^o_L, d'interaction avec régénération de K^o_S, et de "disparition" des K^o_L; soient τ_D, τ_R, et τ les vies moyennes correspondantes. Comme nous n'observons les K^o que dans l'intervalle de temps $2\tau_S - 20\tau_S$ ($2\tau_S$ correspondant à la coupure en longueur minimum du K^o, et $20\,\tau_S$ à la taille de la chambre), le nombre total de $K^o_S \to \pi^+\pi^-$ régénérés est :

$$(1) \qquad N_R = N_{K^o_L} \times \rho \times \left[e^{-2\tau_S/\tau} - e^{-20\tau_S/\tau} \right] \times \frac{L}{L_R} \times C$$

où C représente l'effet de toutes les coupures autres que $\ell_{K^o} > 3$ cm.

Etudions chacun des paramètres intervenant dans N_R :

- $N_{K_L^o} = 2{,}92.10^4$ (cfr. p. 58)
- $\rho = \dfrac{K_S^o \to \pi^+\pi^-}{K_S^o \to \pi\pi} = 0{,}69$
- $\tau = \left[\dfrac{1}{\tau_I} + \dfrac{1}{\tau_D}\right]^{-1}$ (τ_D = désintégration; τ_I = interaction)
- $\tau_D = 5.10^{-8}$ sec $= 580\ \tau_S$
- $\tau_I = \dfrac{M}{P}\dfrac{L_I}{c}$

On prend pour P le moment moyen des K_S^o (400 MeV/c). Quant à la longueur d'interaction totale L_I, elle a été calculée en prenant un modèle optique simplifié (réf. IV.3) à partir des sections efficaces de K^+ et K^- (réf. IV.4) et en utilisant la symétrie de charge.

La longueur moyenne d'interaction ainsi trouvée est $L_I = 125$ cm. Donc :

$$\tau_I/\tau_S = \frac{500}{400} \times \frac{125}{3 \times 0{,}92} \simeq 56{,}6$$

$$\tau = \tau_S\left[\frac{1}{580} + \frac{1}{56{,}6}\right] = 51{,}6\ \tau_S$$

ce qui correspond à

$$L = 51{,}6 \times 2{,}2 = 113 \text{ cm.}$$

- La longueur moyenne de régénration L_R peut s'obtenir à partir des sections efficaces citées en réf. IV.4 (*) :

$$\sigma_R = \frac{1}{4}\left[\sigma_{K^oN \to K^oN} + \sigma_{K^op \to K^op} + \sigma_{\overline{K^o}N \to \overline{K^o}N} + \sigma_{\overline{K^o}p \to \overline{K^o}p}\right]$$

Le calcul donne $L_R = 630$ cm.

(*) Le facteur $\frac{1}{4}$ correspond au fait que le K_S^o est moitié K^o - moitié $\overline{K^o}$, et au fait qu'on ne regarde que la partie K_S^o des K^o produits.

L'expression (1) donne finalement :

$$N_R = 2{,}92 \cdot 10^4 \times 0{,}69 \times \left[e^{-2/51{,}6} - e^{-20/51{,}6} \right] \times \frac{113}{630} C \simeq 1000\ C$$

On voit que ce nombre est considérable. Diverses coupures vont heureusement le diminuer. Si par exemple, on s'intéresse aux K^o_S régénérés qui simulent un $K\mu^+$ par non visibilité de la chaîne $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$, les facteurs intervenant dans C sont :

- la probabilité P_1 que le vertex du K^o soit situé dans le volume fiduciaire défini en & (page72). P_1 peut s'évaluer d'après notre lot de $K\mu$ expérimentaux : $P_1 = 0{,}50$

- la probabilité que les angles en profondeur du K^o et des π soient inférieurs à l'angle de coupure (ζ page72); prenons le même pourcentage de rejet que pour les $K2\pi$: $P_2 = 0{,}70$

- la probabilité P_3 pour que le π^- ait plus de 5,5 cm (θ page73) et moins de 15 cm (sinon il sort de la chambre). Ces limites en longueur correspondent à des limites en moment de 100 et 140 MeV/c.

- la probabilité P_4 que l'angle d'ouverture du V soit inférieur à 120° (coupure 1) page 73). Si la distribution en moments des K^o_S régénérés est la même que celle des K^o_L incidents (avec une valeur moyenne de 400 MeV/c), la cinématique de $K^o \to \pi^+\pi^-$ nous permet d'évaluer le produit P_3P_4 : $P_3P_4 = 0{,}02$

- la probabilité P_5 que l'arrêt du π^+ soit situé non seulement à l'intérieur de la chambre mais aussi à l'intérieur du volume défini en ε (page72) : $P_5 = 0{,}80$

- la probabilité que le passage $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$ ne soit pas visible : $P_6 = 0{,}30$

- la probabilité P_7 que le π^- ne sorte pas de la chambre par une région interdite (κ) page 74); comme 50 % des π^- sortent de la chambre, et 20 % d'entre eux par les régions interdites, on a : $P_7 = 0,90$

- la probabilité que ni le π^+ ni le π^- ne fassent d'interactions nucléaires ou coulombiennes (coupure δ page70); $P_8 = 0,95$

- la probabilité que $M^2_{\pi\mu} < 0,2$ GeV/c (α) page 75) : $P_9 = 0,50$

- la probabilité P_{10} que, si $M^2_{\pi\mu} < 0,2 (\text{GeV/c})^2$ la coplanarité soit supérieure à 8°5 (coupure β) page 75) et inférieure à 40° (sinon $p_\nu^* > p_\nu^*$ maximum, et la cinématique rejette l'événement). P_{10} peut se calculer à partir des distributions en angle de scattering données par différents auteurs (réf. IV.5 et IV.6) pour les réactions $K^+n \to K^+n$, à des énergies de K^+ voisines des nôtres (réf. IV.5 : $p(K^+)$ = 350 MeV/c et 530 MeV/c). Admettant que ces distributions sont les mêmes que pour $K^0p \to K^0p$, on trouve : $P_{10} = 0,40$

- la probabilité que le scattering se fasse sans protons de recul visibles : estimée à $P_{11} = 0,90$

Finalement :

$$C = P_1 \cdot P_2 \cdots\cdots P_{11} = 1,3 \cdot 10^{-4}$$

Il reste donc $\frac{0,13}{9,3} \simeq 1,4$ % d'événements de ce type gardés parmi les $K\mu^+$. Quant aux K^0_S régénérés simulant des $K\mu^\pm$ par désintégration en vol du $\pi^\pm$ sans coude visible, on a vérifié qu'ils sont en proportion négligeable par rapport à la précédente.

En conclusion, nous pouvons dire que la proportion d'événements de bruits de fond gardés parmi les $K\mu^{\pm}$ est inférieure à 2 %, et nous n'en tiendrons pas compte. Il restera à évaluer (§E) la contribution du bruit de fond K2π provenant des K^{o}_{S} produits en même temps que les K^{o}_{L}.

D. CALCUL DU TEMPS OBSERVABLE T.

I) *Déroulement du calcul*

Nous avons vu (ch. II, p.42) que le taux absolu de désintégration est donné par

$$\Gamma = \frac{\rho}{2} \quad \frac{\frac{p}{P} N - F}{T \cdot \tau_S} \qquad (2)$$

où ρ est le rapport de branchement du K^{o}_{S} en $\pi^{+}\pi^{-}$, p et P le nombre de photos utilisées pour la recherche des K2π et des Kμ respectivement, $T.\tau_S$ le temps observable total, et N le nombre d'événements Kμ parmi lesquels F sont en fait des K2π pris à tort comme Kμ.

Les inconnues à déterminer sont F et T. F a été estimé grossièrement au § B. Mais le calcul correct de F et de T se conduit par une méthode de Monte Carlo analogue à celle exposée en détail pour les K2π (ch. III, p.52). Les étapes du calcul de T sont schématisées ci-après :

$N_{\pi\pi}$ fois ($N_{\pi\pi}$ = nombre de $K^o_S \to 2\pi$ = 327).
k = indice pour chaque K2π de poids π_k.

2n fois (n tirages au sort pour $K\mu^+$, et n pour $K\mu^-$; n = 10)
i = indice de chaque tirage.

Eléments ou hypothèses nécessaires au calcul	Opérations effectuées	Résultats
I) Isotropie de la désintégration du K^o	Tirage au sort de l'orientation du plan de désintégration dans le centre de masse du K^o	Orientation du plan de désintégration.
II) Forme de l'élément de matrice de $K^o \to \pi\ \mu\ \nu$	Tirage de (p^*_π, p^*_μ) selon la loi $\mathcal{D}(p^*_\pi, p^*_\mu)$	$\vec{p}^*_\pi$ et $\vec{p}^*_\mu$ dans le plan de désintégration.
III) $\vec{P}_{K^o}$	Transformation de Lorentz de vecteur $\beta = \frac{\vec{P}_{K^o}}{E_{K^o}}$	$\vec{p}_\pi$, $\vec{p}_e$, $\vec{p}_\nu$ (laboratoire)
IV) Valeur des paramètres de coupure. (XYZ) de l'origine O du K^o. Ligne de vol OV.	Déplacement de la figure $(V, \vec{p}_\pi, \vec{p}_\mu)$ le long de OV. A chaque position, question: le $K\mu$ est-il coupé ?	2 longueurs de vol ℓ_1 et ℓ_2 entre lesquelles le $K\mu$ n'est pas coupé.
V) Probabilité d'interaction nucléaire de π, et coulombienne de μ. Probabilité que $\mu^- \to e^-$.	Pondération en fonction de p_π et p_μ et des longueurs de π et μ. Pondération supplémentaire pour les $K\mu^-$.	Poids g du $K\mu$.
VI) Relation $t = \frac{M}{p_{K^o}} \frac{\ell}{c}$	Calcul des bornes en temps correspondant à ℓ_1 et ℓ_2.	t_1 et t_2.
VII) Loi de désintégration f(t) de $K^o \to \pi\ell\nu$. Longueur d'interaction de K^o et $\bar{K}^o$.	Calcul de l'intégrale en temps: $\theta_{ik} = \int_{t_1}^{t_2} f(t)\ g\ dt/\tau_S$	θ_{ik}

Somme sur les n tirages $\longrightarrow$ $\Theta_k = \pi_k \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \theta_{ik}$

{ Somme sur tous les K2π
Addition de K2π d'origines de nature différente. } $\Longrightarrow$ $T = \sum_{k=1}^{N_{\pi\pi}} \Theta_k$

Les points I) III) IV) et VI) ne demandent pas d'explications. Voyons les autres points.

2) *Forme de l'élément de matrice*

Nous avons admis que le courant hadronique qui intervient dans $K^\circ \to \pi\mu\nu$ est du type vectoriel pur. D'où la loi de probabilité d'une configuration (E_π, E_μ) (*) au centre de masse (réf. IV.7):

$$\mathcal{D}(E_\pi, E_\mu) \propto f_v^2 \left[4E_\mu (M_K - E_\pi - E_\mu) + (2 M_K E_\pi - C^2) \right] + 4 f_v g_v \frac{m_\mu^2}{M_K} (M_K - E_\pi - E_\mu) + g_v^2 \frac{m_\mu^2}{M_K^2} (C^2 - 2M_K E_\pi)$$

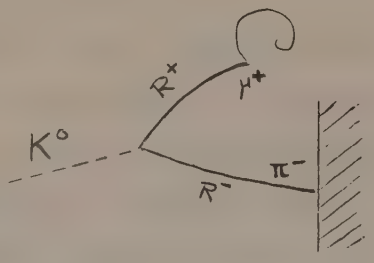
avec $C^2 = M_K^2 + m_\pi^2 - m_\mu^2 = 2M_K E_\pi^{max}$

et f_v et g_v, facteursde forme que nous avons supposés réels (invariance T) et indépendants de l'énergie du π.

Numériquement nous avons pris $\frac{g_v}{f_v} = 0{,}3$.

3) *Interactions de π et μ. Probabilité de capture du μ^-*

a) Supposons qu'un des tirages au sort nous ait donné un $K\mu^+$ dont le μ^+ et le π^- ont un parcours dans la chambre (déduit de leur moment et des coupures en volume fiduciaire) de R_π et R_μ cm respectivement.



En chaque point de sa trajectoire, le π^+ a une longueur d'interaction nucléaire Λ, fonction de son parcours (cfr.ch. III, p. 54). Comme on exige que ce π ne fasse pas d'interaction sur 5,5 cm au moins, la probabilité qu'il soit retenu est

$$\mathcal{P}_{\pi} = 1 - e^{-\int_{\ell_1}^{\ell_2} \frac{d\ell}{\Lambda(\ell)}}$$

avec $\ell_2 = R_\pi$
et $\ell_1 = R_\pi - 5{,}5$

(*) Nous omettons ici les astériques des p^* et E^* pour alléger l'écriture.

Ce facteur est toujours prépondérant devant la probabilité de non interaction coulombienne du π, que l'on peut négliger.

Pour le μ^-, sa probabilité de ne pas présenter de coude coulombien susceptible de le faire rejeter est

$$\mathcal{P}_\mu = 1 - 2{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot (R_\mu - 2)$$

puisqu'on a pris une coupure fonction uniquement de la longueur de la trajectoire du μ (cfr. p. 71).

b) Pour les $K\mu^-$, ce poids est à multiplier par la probabilité δ qu'a le μ^- de se désintégrer en $e^- \nu \bar{\nu}$ au lieu d'être capturé par un noyau.

La probabilité de capture du μ^- par un noyau formé de Z protons et de A-Z neutrons a été calculée par PRIMAKOFF (réf. IV.8) qui donne

$$1 - \delta = k_1 Z_{eff}^4 \left(1 - k_2 \frac{A - Z}{2A}\right)$$

où Z_{eff} est fonction de Z et du rayon de l'orbite de BOHR sur laquelle se fait la capture du μ^-.

Les données expérimentales vérifient bien cette loi; ainsi $\delta(H) \simeq 99{,}9\ \%$; $\delta(C) \simeq 91{,}1\ \%$; $\delta(F) \simeq 63{,}9\ \%$; $\delta(Br) \simeq 5\ \%$ (réf. IV.9).

Pour un corps composé, il faut faire intervenir le processus de ralentissement du μ^- dans la matière : le μ^- commence par perdre de l'énergie par collisions élastiques sur les différents atomes, en un temps de l'ordre de 10^{-9} secondes. Il a donc plus de chances de s'arrêter auprès d'un atome de Z léger (puisqu'il s'agit de chocs élastiques) et donc d'être capturé par ce dernier (le temps de capture étant environ 10^{-13} secondes). Le calcul théorique de ces deux effets contraires (freinage par les atomes de Z petit, capture par les atomes

de Z élevé) devient encore plus délicat s'il s'agit d'un mélange de deux corps composés, comme c'est le cas de notre liquide, puisque le μ^- "voit" d'abord des molécules, avant des atomes (réf. IV.10).

On ne peut donc obtenir qu'un ordre de grandeur de δ, en pondérant les probabilités de désintégration δ_i dans le corps i par leur proportion en poids dans le mélange. Une telle pondération donne dans notre cas $\delta = 74$ %.

La valeur exacte de δ ne peut être obtenue qu'expérimentalement. Nous avons pris la valeur donnée par une expérience effectuée dans le même liquide que le nôtre (*) (réf. IV.11), soit

$$\delta = \frac{\mu^- \rightarrow e^-}{(\mu^- \rightarrow e^-) + (\mu^- \text{ capturé})} = (71{,}2 \pm 2{,}3)\ \% \qquad (**)$$

Finalement, le poids total attribué à un Kμ sera

$$g = \mathcal{P}_\pi \times \mathcal{P}_\mu \times \delta \qquad \text{avec } \delta = 1 \text{ pour un } K\mu^+.$$

(*) Dont le premier but était la recherche des $\Lambda^o \rightarrow p\, e^-\, \nu$.

(**) Cette incertitude résulte de l'incertitude statistique et de la contamination en π^- du lot de μ^- étudié.

4) *Loi de décroissance du mode* $K_L^\circ \to \pi\mu\nu$

Nous avons vu au chapitre I (page 20) que, moyennant l'invariance sous PCT et PC, la probabilité qu'un K° se désintègre au temps t en $\pi^{\mp}\ \mu^{\pm}\ \nu$ était donnée par

$$f^{\pm}(t) = \frac{\Gamma_{L_\mu}}{2}\left[e^{-t/\tau_L} + \left(\frac{1+x}{1-x}\right)^2 \cdot e^{-t/\tau_S} \pm 2\cdot\frac{1+x}{1-x}\cdot\cos\Delta m t\cdot e^{-\frac{t}{2\tau_S}-\frac{t}{2\tau_L}}\right] \qquad (3)$$

où $\tau_{S,L}$ = vie moyenne du $K_{S,L}$

Δm = différence de masse entre K_S° et K_L° (en valeur absolue)

Γ_{L_μ} = taux absolu de désintégration $(K_L^\circ \to \pi\mu\nu)$

Γ_{S_μ} = taux absolu de désintégration $(K_S^\circ \to \pi\mu\nu)$

$x = \frac{g}{f} = \frac{\text{amplitude } (\Delta S = -\Delta Q)}{\text{amplitude } (\Delta S = \Delta Q)}$

Si les K° étaient dans le vide, ce serait cette loi de désintégration f(t) qu'il faudrait faire intervenir dans le calcul des $\theta_{ik} = \int f(t)\cdot g\cdot dt/\tau_S$.

Comme les K° interagissent, nous devons remplacer dans (3) $\frac{1}{\tau_S}$ par $\frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_{I_S}}$ (et $\frac{1}{\tau_L}$ par $\frac{1}{\tau_L} + \frac{1}{\tau_{I_L}}$), où τ_{IS} et τ_{IL} sont les vies moyennes correspondant aux longueurs moyennes d'interaction L_I pour un $K^\circ_{S,L}$ de moment donné.

En pratique, nous avons supposé que K_S° et K_L° avaient comme longueur d'interaction la même longueur L_I = 125 cm, obtenue en prenant $\frac{2}{L_I} = \frac{1}{L_{K^\circ}} + \frac{1}{L_{\overline{K^\circ}}}$ (cfr. page 82).

5) *Correction pour les origines de K° non prises en compte*

a) Origines avec γ ou traces sortant de la chambre

Ces origines n'ont été retenues, ni pour les Kμ intervenant au numérateur N de $\Gamma = \frac{N}{T}$, ni pour les K2π servant à calculer le dénominateur T. Mais il aurait pu se faire qu'un des NKμ ait été produit par une de ces origines, et associé à tort à une autre origine (à proton stoppant) de la photo; une telle éventualité est exclue si l'ajustement cinématique rejette cette "fausse origine", ce qui est bien le cas en moyenne (cfr. § b page 78(*).)

Nous serons donc en droit de négliger cette source d'origines parasites.

b) Origines extérieures à la chambre

Nous avons dit (ch. II pages 32- 33) que 6 % des K°_L vus dans la chambre proviennent en fait d'interactions de K^+ dans le métal de la fenêtre d'entrée ou des bords du dernier collimateur du faisceau. Il se peut qu'un tel K°_L soit, comme en a), associé à tort à une origine (à proton stoppant) de sa photo, et à priori nous n'avons plus le droit d'affirmer que la probabilité de garder une telle "fausse origine" après

---

(*) et ce qui serait encore vrai à 1 % si l'on prenait un facteur de rejet cinématique de 75 % au lieu de 100 %. En effet, la probabilité qu'un Kμ produit par une origine sans proton stoppant soit associé à tort à une origine avec proton stoppant est alors 1% (6% d'origines sans proton stoppant x 65% d'origines avec proton stoppant dans la même photo x 25% de compatibilité cinématique.)

ajustement cinématique est nulle. Nous avons évalué cette probabilité en regardant les origines de Kμ situées près de l'entrée du faisceau ($-50 < X < -30$); nous trouvons ainsi un facteur de rejet cinématique de 82 %.

Pour reconstituer fictivement cette source de K^o_L dans le Monte Carlo, nous pouvons alors procéder de la manière suivante :

- l'épaisseur de métal (source de ces K^o_L parasites) est équivalente à 5 cm de liquide de la chambre. Nous choisissons donc au hasard $\frac{5}{25} = 20$ % des K^o_S dont l'origine se trouve dans les 25 premiers centimètres de la chambre.

- nous ajoutons ces 20 % de K^o_S au lot de K^o_S servant au Monte Carlo, en supposant que leur origine se trouve à l'entrée de la chambre ($X = -50$).

- nous calculons leur temps potentiel de la même manière que pour tous les autres K^o_S, mais nous leur affectons en plus un poids de 12 %, produit de la probabilité de trouver une "fausse origine" à proton stoppant dans la photo (65 %), par la probabilité que cette fausse origine ne soit pas rejetée par la cinématique (18 %).

6) *Correction pour la coupure cinématique à $\chi^2 = 5$*

Nous avons coupé tout événement Kμ dont le χ^2 dans l'hypothèse $K^o \to \pi\mu\nu$ était supérieur à 5. Nous devons faire de même pour les événements fictifs générés par notre Monte Carlo; comme la proportion d'événements ainsi rejetés est de 2,5 % [Prob. ($\chi^2 > 5$) pour un ajustement cinématique à 1 degré de liberté], il suffit de multiplier le poids g de chaque événement, donc le temps observable total T, par 0,975.

7) *Correction pour l'efficacité de dépouillement*

Celle-ci a été déterminée grâce à un nouveau dépouillement pour les $K\mu^+$, et à 3 dépouillements supplémentaires pour les $K\mu^-$. Les efficacités partielles sont de l'ordre de 60 % pour $K\mu^-$ et 70 % pour $K\mu^+$, et les efficacités totales sont :

$$\varepsilon_+ = 0{,}925 \quad \text{pour les } K\mu^+$$

$$\varepsilon_- = 0{,}975 \quad \text{pour les } K\mu^-$$

Les temps observables T_+ et T_- sont donc à multiplier par ces facteurs.

E. CALCUL DU NOMBRE F DE "FAUX Kμ" GARDES

1) *Différence entre $K\mu^+$ et $K\mu^-$*

F représente le nombre de K^o_S (produits par échanges de charge des K^+ du faisceau) simulant des Kμ et non rejetés par les coupures.

Une configuration de "faux $K\mu^-$" ne peut résulter que de la désintégration en vol du π^- sans coude repérable au passage $\pi^- \to \mu^-$. Quant aux "faux $K\mu^+$", outre cette possibilité $\pi^+ \to \mu^+$ en vol, on peut avoir un arrêt ordinaire du π^+, mais sans "baïonnette" visible, et le nombre de faux $K\mu^+$ sera $F^+ = F^+_{vol} + F^+_{stop}$.

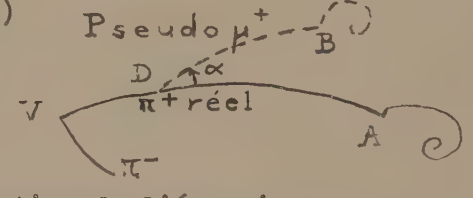
2) Calcul de $F^{\pm}_{vol}$

Le déroulement du calcul est le même que pour T. Voyons quelles sont les parties du tableau page 86 qui sont à modifier :

I), II) et III) : on n'obtient plus directement $\vec{p}_\pi$, $\vec{p}_e$ et $\vec{p}_\nu$. On commence d'abord par tirer au sort une désintégration $K^o \to 2\pi$ au centre de masse; par retour au laboratoire, on obtient $\vec{p}_{\pi^+}$ et $\vec{p}_{\pi^-}$.

On fabrique ensuite un "pseudo μ" en tirant au sort sur la trajectoire d'un des π ($\pi^\pm$ pour $K\mu^\pm$), selon une loi e^{-t/τ_π} (τ_π = vie moyenne du π) un point D de désintégration $\pi \to \mu\nu$. Un nouveau tirage au sort nous donne les éléments de la désintégration $\pi \to \mu\nu$ dans le centre de masse du π. Connaissant le moment du π en D, on en déduit l'angle α entre π et μ au laboratoire, et le moment du μ.

On a ainsi remplacé le vrai π(VDA) par un " pseudo μ" (VDB), dont le moment initial en V se déduit de son parcours VDB.



On obtient ensuite $\vec{p}_\nu$ par conservation de l'énergie et de l'impulsion en V.

IV) et VI) : mêmes calculs.

V) : la pondération du vrai π est la même. Quant au poids à attribuer au μ, il devient :

$\mathcal{P}_\mu$ = (Probabilité de désintégration $\mu \to e\,\nu\,\bar{\nu}$)
∘(1 - probabilité d'interaction nucléaire du π de V à D)
∘(1 - probabilité d'interaction coulombienne du μ de D à B)

$$= \delta_p \left[e^{-\int_V^D \frac{d\ell}{\Lambda(\ell)}} \right] \cdot \left[1 - 2{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot (DB - 2) \right]$$

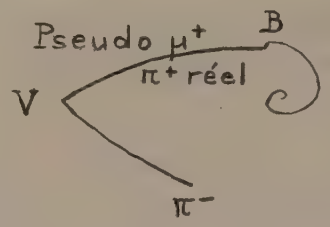
D'autre part, nous ne pouvons pas, comme pour les vrais Kμ , tenir compte du facteur de rejet cinématique par un poids global de 0,975 ($\mathcal{P}(\chi^2 < 5)$) , puisque ces faux événements n'ont pas la même configuration que les vrais. Nous avons donc été obligés de faire pour chaque événement, un ajustement cinématique. Nous avons simplifié celui-ci en ne considérant que l'erreur sur le moment du K° : $P(\theta)$ déduit de l'angle $(\vec{K^+}\vec{K^\circ})$ (cfr. p. 61). Cette erreur est en effet de l'ordre de 30 %, donc prépondérante par rapport aux autres erreurs (angles de K°, π, μ et moments de π et μ). Nous avons donc rejeté tout événement dont le moment déduit des traces $\pi\mu\nu$ ($\vec{P} = \vec{p}_\pi + \vec{p}_\mu + \vec{p}_\nu$) était, en module, hors de l'intervalle $P(\theta) \pm 30$ %.

VII) Quant à la loi f(t), elle est simplement e^{-t/τ_S}, puisqu'il s'agit ici de désintégrations de K°_S simulant des Kμ .

3) *Calcul de F^+_{stop}*

I) II) et III). On se contente de fabriquer un $K_S \to 2\pi$ et on remplace le π^+ par un μ^+ de même longueur (donc de moment différent).

IV) et VI) : inchangé.



V) : le poids du π^- est le même.
Celui du μ^+ devient :

$\mathcal{P}_{\pi^+}$ = (1 - probabilité d'interaction nucléaire de π)
.(1 - probabilité d'interaction coulombienne de π)
.(probabilité de non visibilité de la "baïonnette").

Le premier facteur est $1 - e^{-\int_V^B \frac{d\ell}{\Lambda(\ell)}}$ (cfr. p. 54)

Le second facteur exprime qu'on exige que le π ne fasse pas de scattering coulombien qui l'aurait fait rejeter par la coupure δ) page 70 $\left[\mathcal{P}(r, \alpha_o) > 2{,}5 \cdot 10^{-3}/\text{cm} \right]$ Le calcul montre que ce facteur est égal à

$$1 - 1{,}825 \cdot 10^{-3} \cdot (VB - 2)$$

Le troisième facteur a été obtenu en regardant un lot de vrais K2π dont le π^+ stoppe dans le même volume fiduciaire que celui exigé pour les μ de Kμ.

On trouve comme proportion de π^+ sans "baïonnette" visible : $(38 \pm 4)\%$ (*).

F. VALEUR DE $\Gamma_{L_\mu} \pm \Delta\Gamma_{L_\mu}$. CRITIQUE DU RESULTAT.

1) *Valeur obtenue pour* Γ .

On peut obtenir Γ_μ, soit en ne regardant que les Kμ d'un signe donné, soit en groupant $K\mu^+$ et $K\mu^-$. Le tableau de la page suivante résume les résultats. On voit que la proportion de faux Kμ gardés parmi les vrais est inférieure à 2 %.

(*) L'incertitude de 4 % tient compte de l'incertitude statistique sur le lot de K2π utilisé, et de l'incertitude due à l'appréciation subjective de la visibilité d'une baïonnette; cette dernière incertitude a été évaluée en faisant faire le même dépouillement à 7 personnes différentes.

	$K\mu^+$	$K\mu^-$	$K\mu^\pm$
Nombre d'événements expérimentaux = N	9,3	9,0	18,3
Nombre de "faux Kμ" dûs à $\pi \to \mu$ en vol = $F_{vol} \times \frac{P}{p}$	0,022	0,017	0,039
Nombre de "faux Kμ" dûs à $\pi \to \mu$ à l'arrêt = $F_{stop} \times \frac{P}{p}$	0,229		0,229
Temps total observable (en unité τ_S) = T	292,7	218,7	511,4
$\Gamma_{L_\mu} = \frac{\rho}{2} \cdot \frac{\frac{p}{P}N - F}{\varepsilon T \cdot \tau_S}$ (unités $10^6 sec^{-1}$)	4,1	4,9	4,5

2) *Calcul de l'incertitude sur le résultat*

L'incertitude à attribuer au résultat dépend de 2 causes principales :

α) l'incertitude sur N : incertitude statistique et incertitude due à l'efficacité de dépouillement.

β) l'incertitude sur T et F; incertitude statistique sur le nombre de K2π utilisés, et incertitude due au remplacement d'intégrales par des sommes numériques dans le Monte Carlo. Théoriquement, on ne peut évaluer cette incertitude séparément pour F et T, puisque ce sont les mêmes K2π qui ont servi à générer les vrais et les faux Kμ. Cependant, comme le nombre F de faux Kμ gardés est cent fois plus petit que N, on peut, pour le calcul d'incertitude, faire F = 0 et écrire que Γ est proportionnel à $\frac{N}{T}$.

Une estimation de l'incertitude sur T est

$$\Delta T^2 = \sum_{k=1}^{N_{\pi\pi}} \theta_K^{\,2}$$

où θ est le temps observable de chaque K2π après sommation sur les tirages au sort (voir I 14 p. 110).

La combinaison des incertitudes α) et β) a été faite par une méthode de maximum de vraisemblance, très bien exposée par ailleurs (cfr. I.14 p. 74). Nous ne ferons que rappeler le principe de celle-ci :

Si nous avions fait une infinité d'expériences identiques à la nôtre, nous aurions atteint des valeurs moyennes n, t et donc $\Gamma = \frac{n}{t}$. Mais nous n'avons à notre disposition qu'une seule expérience qui nous a donné :

- $N_1(N_2)$ événements vus au premier (second) dépouillement seulement, d'efficacité $p_1(p_2)$;

- C événements vus à la fois aux 2 dépouillements. (Donc $N = C + N_1 + N_2$);

- un temps observable T et une incertitude ΔT.

Si l'on suppose que C, N_1, N_2 sont des variables aléatoires obéissant à une loi poissonnienne, et que T est une variable gaussienne, la fonction de maximum de vraisemblance s'écrit :

$$\mathcal{L}(\Gamma, p_1, p_2, t) = e^{-\Gamma t\left[1-(1-p_1)(1-p_2)\right]}.(\Gamma t)^N .$$

$$. p_1^{C+N_1} . p_2^{C+N_2} (1-p_1)^{N_2} . (1-p_2)^{N_1} . e^{-\frac{(t-T)}{\Delta T^2}} \quad (4)$$

Comme on ne s'intéresse qu'à Γ, on peut "optimiser" sur les variables p_1, p_2 et t, c'est-à-dire obtenir $\mathcal{L}(\Gamma)$ en éliminant p_1, p_2 et t entre l'équation (4) et les 3 équations

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial p_1} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial p_2} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} = 0$$

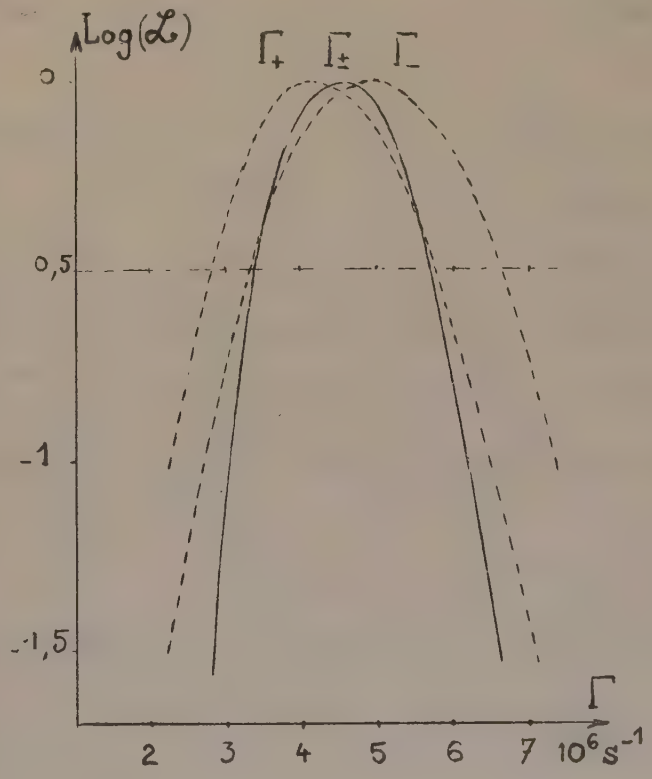
La figure ci-contre montre les courbes $\mathcal{L}(\Gamma)$ obtenues avec les $K\mu^+$, les $K\mu^-$ et l'ensemble des deux.

L'incertitude sur Γ est obtenue en prenant les valeurs Γ' telles que

$\text{Log}\,\mathcal{L}(\Gamma') = \text{Log}\,\mathcal{L}(\Gamma) - 0{,}5$

On obtient alors :

$\Gamma_+ = 4{,}1$	$^{+\ 1{,}5}_{-\ 1{,}3}$
$\Gamma_- = 4{,}9$	$^{+\ 1{,}9}_{-\ 1{,}5}$
$\Gamma_\pm = 4{,}54$	$^{+\ 1{,}24}_{-\ 1{,}08}$



3) *Autres facteurs non pris en compte pour le calcul d'incertitude*

a) Influence de l'incertitude sur les paramètres introduits :

Pour calculer $\Gamma \pm \Delta\Gamma$, nous avons supposé connus différents paramètres, à savoir :

- la probabilité de capture $(1 - \delta)$ des μ^-,
- le rapport de branchement ρ du K°_S en $\pi^+\pi^-$,
- les vies moyennes du K°_S et du K°_L,
- la différence de masse Δm entre K°_S et K°_L,
- la longueur d'interaction L_I du K°_S et du K°_L,

Au lieu d'introduire l'incertitude sur certains de ces paramètres (τ_S, τ_L, Δm et L_I) dans le calcul de maximum de vraisemblance, nous avons préféré faire varier leurs valeurs d'entrée, et voir comment se modifie la valeur de sortie de Γ. Le tableau ci-dessous indique de combien change Γ pour une variation de 10 % de chaque paramètre.

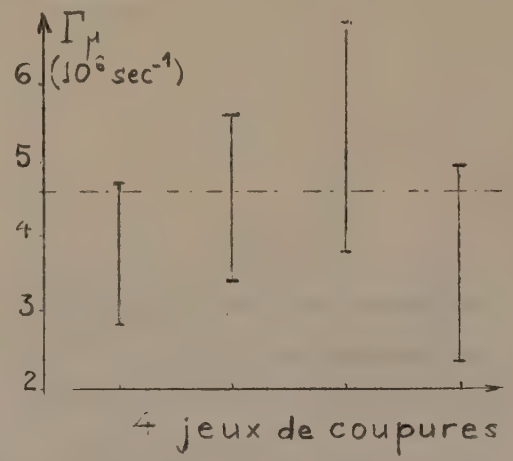
Valeur du paramètre z	Incertitude en valeur absolue Δz	Incertitude en valeur relative	Référence	Variation relative de Γ_μ pour une variation de z de 10 %
$\delta = 0{,}712$	0,023	3,2 %	IV.11	5 %
$\rho = 0{,}691$	0,015	2,2 %	IV.12	10 %
$\tau_S = 0{,}866.10^{-10}$ sec.	$0{,}014.10^{-10}$ sec.	1,6 %	VII.21	0,8 %
$\tau_L = 5{,}02.10^{-8}$ sec.	$0{,}25.10^{-8}$ sec.	5 %	I.5,p.134	0,1 %
$\Delta m = 0{,}45 \frac{\hbar}{c^2 \tau_S}$	$0{,}06\, \hbar/c^2\tau_S$	13,7 %	VII.16	0,2 %
$L_{K^\circ_S} = L_{K^\circ_L} = 125$ cm	25 cm	20 %	IV.4	1,2 %

Nous constatons que les paramètres auxquels Γ est le plus sensible sont δ et ρ. Mais comme ils sont connus avec une précision du pour-cent, nous pouvons négliger l'incertitude due à δ et ρ devant l'incertitude de 25 % précédemment obtenue; il en va de même pour la longueur d'interaction du K^o qui, bien que connue avec peu de précision, n'a que peu d'effet sur la valeur de Γ.

b) Influence des coupures effectuées

Les coupures effectuées avaient pour but, entre autres, d'éliminer les événements peu visibles et difficilement mesurables. On doit vérifier que la valeur de Γ ne change pas de manière significative si l'on fait varier ces coupures.

Cela a été fait simultanément pour les coupures ε, ζ, θ, ι du § B. Le dessin ci-contre montre la valeur obtenue pour Γ avec 4 jeux de coupures régulièrement espacés. La variation constatée sur Γ est au plus de l'ordre de $\frac{\Delta\Gamma}{2}$. Il n'est donc pas nécessaire d'en tenir compte dans le résultat définitif.



On peut, d'autre part, signaler aussi que la probabilité de non visibilité du μ^+ dans une désintégration $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$ (cfr. p.95) est déterminée avec une grande incertitude. Heureusement, cette probabilité intervient seulement dans le calcul de F^+_{stop}, qui représente moins de 3 % du nombre total de $K\mu^+$. L'influence de cette incertitude sur Γ_{μ^+} est donc négligeable.

c) Influence des hypothèses physiques adoptées :

Pour calculer le temps observable T, nous avons pris comme densité de peuplement du diagramme de Dalitz l'expression $\mathcal{D}(E_\pi^*, E_\mu^*)$ donnée page 87 , avec $\frac{g_V}{f_V} = 0,3$.

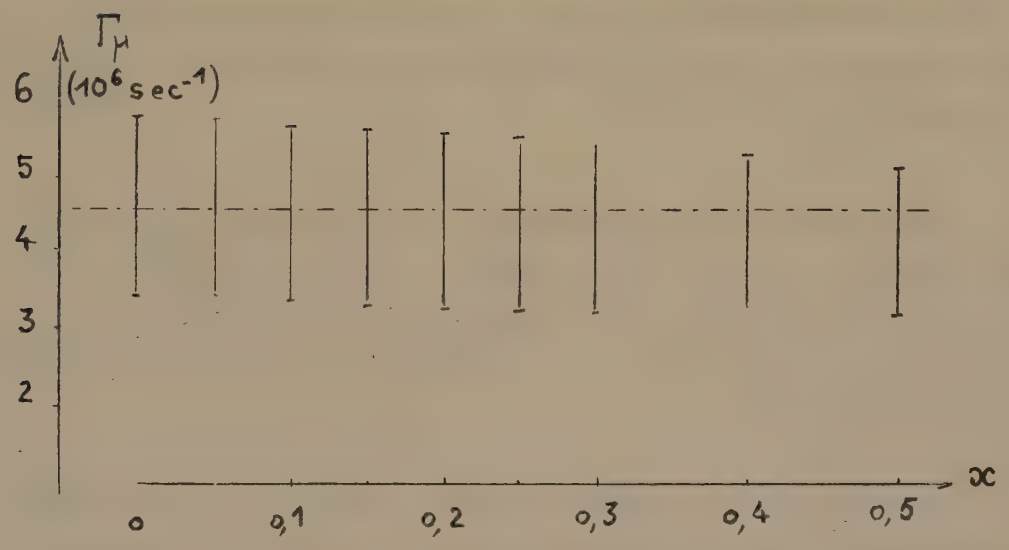
Une telle expression suppose que le courant hadronique de $K^\circ \to \pi\mu\nu$ est du type vectoriel pur. Prendre un élément de matrice d'une forme différente aurait sensiblement changé T (+ 40 % pour un élément de matrice constant, par exemple). Mais une telle hypothèse n'est pas raisonnable, puisque la nature vectorielle de $K^\circ \to \pi\mu\nu$ est maintenant bien établie expérimentalement (réf. I.5, p.128).

Quant au rapport $\frac{g_V}{f_V}$, il est encore mal déterminé actuellement(*), mais nous avons vérifié que la valeur de T est insensible aux variations de $\frac{g_V}{f_V}$, dans la limite des incertitudes données.

D'autre part, nous avons supposé, pour écrire la loi de décroissance f(t) (équation 16 p.20), que la règle $\Delta S = \Delta Q$ était vraie, soit x = 0.

(*) Nous avons pris la valeur $0,3 \pm 0,5$ obtenue par BROWN et al. en 1962 (réf. IV.7) dans la désintégration $K^+ \to \pi^\circ\mu^+\nu$. Une expérience, plus récente, et plus riche en événements $K^+_{\mu 3}$, donne $- 0,26 \pm 0,15$ (CALLAHAN, cité par I.5,p. 126). Quant au $K^\circ_{\mu 3}$, CARPENTER et al. ont obtenu dernièrement $0,1 \pm 0,4$ (réf. I.5, p. 128). Bien noter que ces auteurs utilisent le paramètre $\xi = f_-/f_+$ (avec $f_+ = f_V$ et $f_- = f_V + 2g_V$).

Le dessin ci-dessous montre <u>comment varie Γ si x n'est plus nul</u> (toujours avec $\Delta m = 0{,}45$).



Variation de Γ_μ avec x .

On voit que la valeur de Γ n'est pas très sensible à la variation de x; cela n'a rien d'étonnant, vu que l'on n'observe les $K\mu$ que dans l'intervalle de temps $\sim 2\tau_S \rightarrow \sim 20\ \tau_S$; or la région sensible à x se trouve près de t = 0; c'est d'ailleurs ce qui nous permettra , au chapitre suivant, grâce aux désintégrations $K^\circ \rightarrow \pi e \nu$ près de l'origine, de voir si l'amplitude ($\Delta S = - \Delta Q$) est importante ou non.

4) *Conclusion.*

Le taux absolu de désintégration $K_L^o \to \pi\mu\nu$ est

$$\Gamma_{L_\mu} = (4{,}54 \,^{+1{,}24}_{-1{,}08})\ 10^{+6}\ \text{sec}^{-1}$$

Cette incertitude de 25 % provient principalement du petit nombre d'événements retenus (10 $K\mu^+$ et 9 $K\mu^-$ pour 3.10^4 K_L^o produits dans la chambre).

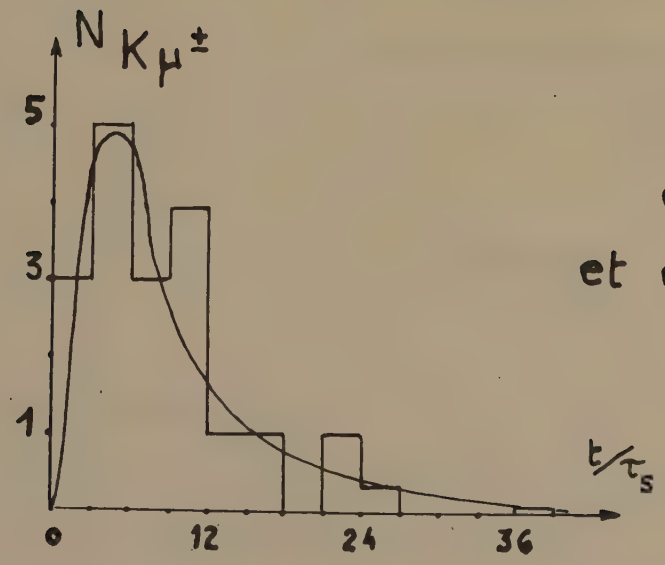
En revanche, nous pensons que notre résultat n'est pas entaché d'erreurs systématiques; en particulier, nous pouvons dire que la contamination en $K_S^o \to \pi^+\pi^-$ gardés à tort parmi nos $K\mu$ - contamination qui constituait la difficulté majeure de l'expérience - est inférieure à 2 %.

Soulignons d'autre part que notre résultat est indépendant de la validité de la règle $\Delta S = \Delta Q$, comme on l'a vérifié en faisant varier le paramètre x.

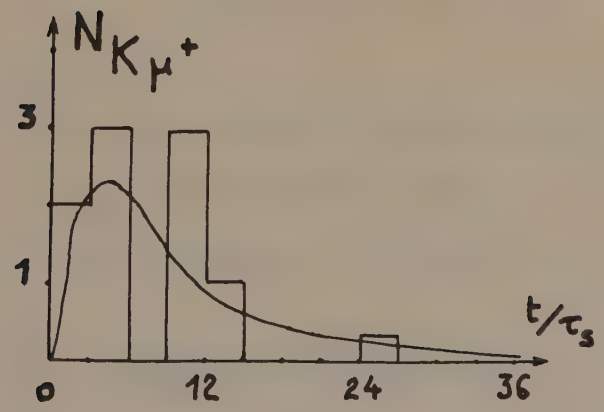
Pouvait-on espérer évaluer x en utilisant, non le nombre total d'événements (donc Γ), mais leurs distributions en temps de vol ? Non, car nous avons trop peu d'événements, et ceux-ci sont situés trop loin de leur origine ($\ell_{K^o} > 3$ cm). Tout au plus peut-on constater visuellement que la distribution expérimentale coïncide bien avec la distribution théorique calculée pour x = 0 (figure 1 , page ci-contre).

Par contre, notre valeur de Γ_{L_μ}, comparée au taux $\Gamma_\mu^+(K^+ \to \pi^o \mu^+ \nu)$ doit nous permettre de voir si la règle $|\Delta I| = 1/2$ leptonique est respectée. Nous ferons cette comparaison au chapitre VII.

$K^0 \rightarrow \pi \mu \nu$



Distributions
en temps de vol
et courbes $x=0$ $\Delta m=0,45$



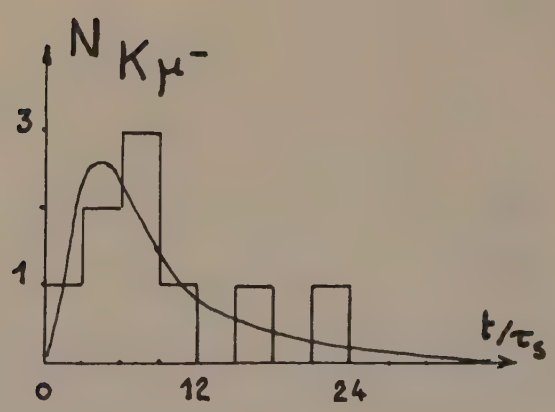


Fig. 1

CHAPITRE V

ETUDE DU MODE $K^0 \to \pi e \nu$

SOMMAIRE

Pages

A. INTRODUCTION

1) *Différences entre $K^0 \to \pi \mu \nu$ et $K^0 \to \pi e \nu$* 108

2) *Corrélations entre x, Δm, Γ_{S_β} et Γ_{L_β}.* 109

B. CALCUL DU NOMBRE N D'EVENEMENTS $K\beta$.

1) *Dépouillement et mesure.* 112

2) *Ajustement cinématique; pondération des origines.* 115

3) *Bruits de fond. $K\beta$ ambigus.* 118

C. CALCUL DU TEMPS OBSERVABLE TOTAL T.

1) *Déroulement du calcul* 122

2) *Corrections diverses.* 124

D. RESULTATS OBTENUS POUR x, Δm, Γ_{S_β} et Γ_{L_β}.

1) *Présentation des résultats* 125

2) *Critique des résultats et conclusion.* 129

*

* *

*

A. INTRODUCTION

1) *Différences entre l'étude des Kμ et l'étude des Kβ:*

La difficulté principale de l'étude des Kμ vient du fait que Kμ et K2π ont des configurations assez voisines, vu la similitude de comportement d'un μ et d'un π se désintégrant dans la chambre.

Un Kβ, au contraire, se distingue aisément d'un K2π par la présence de l'électron dont la trajectoire dans la chambre est bien différente de celle d'un π. (voir p. 112).

N'ayant pas à redouter un "bruit de fond" de K2π trop important, nous pourrons donc adopter pour les Kβ des critères moins restrictifs que pour les Kμ :

a) Nous avions rejeté tout Kμ proche de son origine ($0 < t/\tau_S \lesssim 2$) dans le but d'augmenter le rapport $\frac{K^\circ \to \pi\mu\nu}{K^\circ \to \pi^+\pi^-}$; par contre, nous serons en mesure d'étudier les Kβ même dans la zône $t < 2\tau_S$, et nous pourrons donc évaluer conjointement Γ_{S_β} et Γ_{L_β}.

b) Nous avions entrepris l'étude des Kμ dans le mélange X seulement, tandis que nous pourrons rechercher les Kβ aussi bien dans le mélange X' (densité 1,26) que dans le mélange X (densité 0,9); d'où la possibilité de doubler le nombre d'événements (*).

Nous verrons que, finalement, nous disposerons de 173 Kβ (au lieu de 19 Kμ) et que ces Kβ seront répartis en temps de vol de 0,1 τ_S à 10 τ_S (au lieu de ∿ 2 à ∿ 20 τ_S pour les Kμ). Ces deux caractéristiques ("bonne statistique" et événements proches de leur origine) permettent la mesure non seulement des taux de désintégration Γ_{S_β} et Γ_{L_β}, mais aussi de la différence de masse Δm entre K°_S et K°_L et du paramètre $x = \frac{\text{amplitude } \Delta S = -\Delta Q}{\text{amplitude } \Delta S = \Delta Q}$.

(*) Nous n'avons pas recherché les Kβ dans le mélange X" car les différences de moment du faisceau et de densité du liquide (cfr. tableau page 34) auraient obligé à reprendre l'étude dans des conditions expérimentales assez différentes pour un gain de 20 % seulement en nombre d'événements.

Nous allons voir maintenant comment peut se faire la mesure conjointe de x, Δm, Γ_{S_β} et Γ_{L_β}.

2) *Corrélations entre x, Δm, Γ_{S_β} et Γ_{L_β}.*

a) Rappelons d'abord que x, Γ_S et Γ_L sont liés par

$$\frac{\Gamma_S}{\Gamma_L} = \left(\frac{1+x}{1-x}\right)^2 \qquad (1)$$

(relation (17) p. 20, supposant PC conservé).

b) La distribution en temps de vol des Kβ expérimentaux permet de connaître Δm et x. En effet, cette distribution est donnée par :

$$N^{\pm}(t) = C^{ste}\left[(1+x)^2\, e^{-t/\tau_S} + (1-x)^2\, e^{-t/\tau_L} \pm 2(1-x^2)\cos(\Delta m t) e^{-\frac{t}{2\tau_S}-\frac{t}{2\tau_L}}\right] \qquad (2)$$

(cfr.(16) p. 20) ; le signe $\pm$ est relatif au signe de l'électron du Kβ).

La comparaison des distributions en temps des Kβ expérimentaux et de Kβ "fictifs" générés selon la loi (2), séparément pour $K\beta^+$ et $K\beta^-$, permet ainsi une évaluation simultanée de x et de Δm.

c) Le nombre total N de Kβ observés entre 2 bornes en temps t_1 et t_2 intervient dans l'expression de Γ_L (cfr. ch. II, p.38).

$$\Gamma_L = C^{te}\ \frac{N}{T} \qquad (3)$$

T est le "temps observable total", somme des temps partiels de chaque K2π servant à reconstruire des Kβ fictifs :

$$T = \sum_{K2\pi} \int_{t_1}^{t_2} f(t)\, g(t)\, dt \qquad (4)$$

où f est la probabilité de désintégration selon le mode Kβ, proportionnelle à l' expression (2) ci-dessus ,

et g la probabilité de détection du Kβ désintégré. Chaque fonction f est une somme de 3 termes qui font intervenir respectivement e^{-t/τ_S}, e^{-t/τ_L} et $(\cos \Delta m t \cdot e^{-t/2\tau_S - t/2\tau_L})$. Donc T peut aussi se décomposer en 3 termes (cfr. page 43).

$$T \propto \left(\frac{1+x}{1-x}\right)^2 \cdot T_S + T_L \pm 2\left(\frac{1+x}{1-x}\right) \cdot T_{SL} \qquad (5)$$

Si l'on ne distingue pas entre $K\beta^+$ et $K\beta^-$, (3) s'écrit :

$$\Gamma_L = \text{Cte} \; \frac{N^+ + N^-}{T^+ + T^-} \qquad (6)$$

avec

$$T^+ + T^- = \left(\frac{1+x}{1-x}\right)^2 \cdot \underbrace{\left(T_S^+ + T_S^-\right)}_{S} + \underbrace{\left(T_L^+ + T_L^-\right)}_{L} + 2 \cdot \frac{1+x}{1-x} \underbrace{\left(T_{SL}^+ - T_{SL}^-\right)}_{SL}$$

Pour $x = 0$, on a

$$\Gamma_L(0) = \text{Cte} \; \frac{N^+ + N^-}{S + L + 2SL}$$

et pour x quelconque :

$$\Gamma_L(x) = \Gamma_L(0) \cdot \frac{S + L + 2SL}{\left(\frac{1+x}{1-x}\right)^2 \cdot S + L + 2\left(\frac{1+x}{1-x}\right) \cdot SL} \qquad (7)$$

On voit qu'il suffit de calculer les termes S, L et SL (indépendants de x) et la valeur de Γ_L pour $x = 0$, pour connaître ensuite la dépendance de Γ_L en fonction de x et Δm.

Or Δm n'intervient que dans le terme SL, qui est la différence $T_{SL}^{+} - T_{SL}^{-}$, tandis que les termes S et L sont des sommes T^{+} et T^{-} (*). On s'attend donc à ce que le terme SL soit plus petit que S et L. Effectivement (le calcul le vérifiera), les ordres de grandeur de L, S et SL sont dans le rapport L/S/SL = 1000/100/1. Nous pouvons donc négliger SL au numérateur et au dénominateur de (7), ce qui revient à dire que Γ_L est uniquement fonction de x, et ne dépend pratiquement pas de Δm.

En fonction de ce qui précède, nous allons successivement :

- traiter de la recherche des événements $K^0 \to \pi e \nu$ dans les photos de X et X', pour obtenir finalement un lot de N $K\beta$, de temps de vol répartis entre 0,1 τ_S et 10 τ_S.

- traiter du calcul du temps observable T, dans l'hypothèse où Δm et x ont des valeurs fixées.

- présenter enfin les résultats concernant Δm, x, Γ_{S_β} et Γ_{L_β}, à savoir :

  - détermination de x et de Δm.
  - détermination de $\Gamma_L(0) = \Gamma_L(x = 0) = \Gamma_S(x = 0)$, puis du rapport $r(x) = \dfrac{\Gamma_L(x)}{\Gamma_L(0)}$.

(*) La fonction f est la même pour $K\beta^+$ et $K\beta^-$; c'est la fonction de détection g qui est différente pour $K\beta^+$ et $K\beta^-$, et entraîne $SL \neq 0$.

Nous ferons de l'étude des Kβ une présentation moins détaillée que pour celle des Kμ, du fait qu'il y a beaucoup de points communs entre les deux études et que de nombreux résultats concernant les Kβ sont déjà parus par ailleurs (réf. V.1 et II.6).

B. CALCUL DU NOMBRE N D'EVENEMENTS Kβ.

I) *Dépouillement et mesure*

Cette première étape de l'analyse des Kβ est identique, dans son esprit, à celle exposée pour les Kμ. Il nous suffira donc de donner une liste des critères de sélection,(*) en insistant uniquement sur ceux (a) à d)) qui sont caractéristiques du mode Kβ.

a) Reconnaissance directe de l'électron :

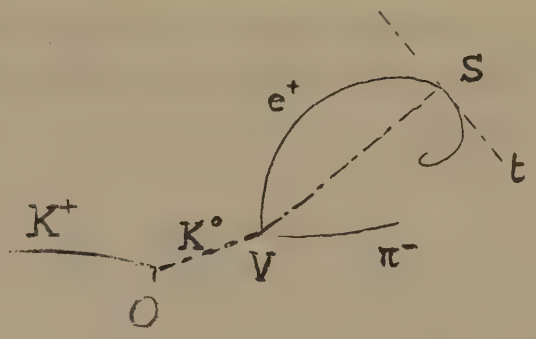
On exige que l'électron soit toujours au minimum d'ionisation, et qu'il "spiralise" dans la chambre (**).

(*) Nous exposons simultanément, par souci de concision, les critères de sélection appliqués dès la table de dépouillement et ceux appliqués après mesure (la distinction entre les 2 types est aisée).

(**) C'est-à-dire qu'il existe sur sa trajectoire un point S où la tangente St est perpendiculaire au rayon vecteur VS en projection sur la vue du milieu (**voir schéma page suivante**).

On peut s'étonner que l'on n'ait pas retenu les Kβ avec un électron sortant de la chambre mais reconnu par émission de δ-ray ou de γ de bremsstrahlung. Nous perdons ainsi de l'ordre de 10 % des vrais Kβ, mais nous n'aurons pas de difficulté à tenir compte (§ a) p. 123) de la probabilité de spiralisation des électrons, tandis qu'il est plus ardu d'évaluer la probabilité de "signature" des deux autres modes.

Pour pouvoir bien appliquer ces deux critères, on ne retient que les électrons suffisamment énergiques, à savoir $p_e > 15$ MeV/c, et on exige d'autre part que le point de spiralisation S soit situé à l'intérieur du volume suivant (système de coordonnées défini page 33).

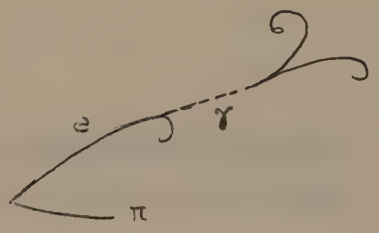


$-48 < X < +48$; $-23 < Y < +23$;

$-37 < Z < 0$

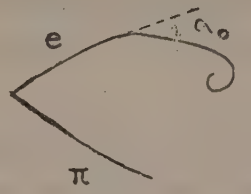
b) On exige ensuite que la trajectoire de l'électron soit régulière, c'est-à-dire :

α) qu'il n'y ait pas de point où la variation de courbure traduise une perte d'énergie par émission de γ de bremsstrahlung supérieure à 90% (que le γ émis soit vu ou pas).



β) Qu'il n'y ait pas de coude franc dû à un scattering coulombien de l'électron sur un noyau.

Si, en un point P, l'électron a un moment p, la probabilité qu'il fasse un coude $\alpha \geq \alpha_o$ est connue (formule de Mott, réf. IV.1) et permet de calculer un libre parcours moyen $\Lambda(p, \alpha_o)$. Nous avons choisi de rejeter tout événement dont l'électron présentait un coude tel que $\Lambda < 3.10^4$ cm (*).

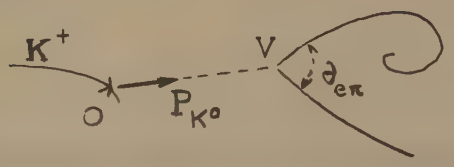


(*) et $\Lambda < 3.10^6$ cm si le $\pi^{\pm}$ sort de la chambre par une région arrosée par le faisceau de K^+. Nous verrons p. 119 la raison de cette variante.

c) Pour ne pas prendre comme candidat Kβ une paire de Dalitz $e^+ e^-$, on exige que la masse des deux traces chargées mesurées toutes deux en tant qu'électrons (i.e. avec l'hypothèse de masse fictive 0,5 MeV au lieu de 139,6 pour la branche π) soit telle que

$$M_{ee} > 75 \text{ MeV}$$

d) On exige que le temps de vol du Kβ, calculé à partir de la longueur OV et du moment P_{K^o} (formule (1), p.38) soit compris entre deux bornes en temps



$$0{,}1\ \tau_S < t < 10\ \tau_S$$

e) Enfin on applique une série de critères analogues à ceux relatifs aux Kμ, à savoir :

- longueur du π suffisante : $\ell_\pi > 5$ cm
- angles de profondeur limités : $|\phi_{K^o}|$, $|\phi_\pi|$ et $|\phi_e| < 60°$
- angle d'ouverture $(\vec{\pi}, \vec{e})$ limité : $30° < \theta_{e\pi} < 150°$
- sommet V et origine O situés dans un volume restreint :
$$\begin{cases} -45 < X < +35 \\ -20 < Y < +20 \\ -35 < Z < -5 \end{cases}$$
- pas de traces secondaires autres que proton s'arrêtant (pour l'interaction origine $K^+ n \to K^o p$).

Soulignons que la coupure en temps de vol du Kβ et la coupure en position de l'origine ne sont appliquées qu'après analyse cinématique complète de l'événement (cfr. ci-après) ; Ces deux coupures ne suffisent en effet pas à rejeter un Kβ , si celui-ci a d'autres origines possibles dans sa photo.

Une fois appliquées toutes les coupures sauf ces deux là, nous avons finalement à étudier en cinématique 315 Kβ (et au total 508 origines possibles).

2) *Ajustement cinématique. Pondération des origines.*

Ici aussi, la démarche est la même qu'au chapitre précédent. Insistons seulement sur 2 points :

a) Cinématique :

La désintégration en 3 corps $K^o \to \pi e \nu$ a été traitée comme précédemment par un programme d'ajustement cinématique qui suppose connu le moment du K^o (cfr. p. 36). Mais du fait que la trace muonique des Kμ (avec moment déduit du parcours, donc connu à quelques pour-cent près) est remplacée ici par une trace électronique (dont la masse est plus petite, et dont le moment, déduit de la courbure, est obtenu avec une incertitude de 30 à 50 %), l'ajustement cinématique sera moins "sélectif", c'est-à-dire acceptera plus facilement des fausses origines.

Aussi ne rejette-t-on une origine de Kβ que si l'ajustement cinématique donne $\chi^2 \geqslant 13$ (au lieu de 5 pour les Kμ).

Pour le lot de 315 Kβ et de 508 origines étudiées, le tableau ci-après donne les nombres de Kβ à n origines, respectivement avant et après cette coupure cinématique.

	Nombre n d'origines						
	n = 0	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4	n = 5	n = 6
Nombre de Kβ ayant n origines avant cinématique	23	142	103	32	12	2	1
Nombre de Kβ ayant n origines après cinématique	40	184	68	18	4	0	1

Au vu de ce tableau, on constate :

- que 23 Kβ n'ont aucune origine dans leur photo, et 17 Kβ n'ont plus d'origine retenue après cinématique. Il s'agit, soit de Kβ venant d'origines non prises en compte (échanges de charge avec production de $\pi^{\pm}$, π^{o} ou p sortant de la chambre) soit de Kβ produits à l'extérieur de la chambre. Nous tiendrons compte de ces deux types d'événements page 124.

- que l'on a, avant cinématique, 508 origines possibles pour (315 - 23)= 292 Kβ , soit $\frac{216}{292} = 0,74$ "fausse origine" par Kβ (en faisant l'approximation que tous les Kβ viennent d'une des 508 origines). Après ajustement cinématique, on se retrouve avec 396 origines, soit (396 - 292) = 104 "fausses origines". Le facteur de "rejet cinématique" des fausses origines peut être ainsi évalué à $\frac{216 - 104}{216} = 52\ \%$, et un Kβ a, en moyenne, 1 origine vraie et 0,38 origines fausses gardées.

Ne sachant distinguer entre celles-ci et celles-là, nous devons garder toutes les origines, les pondérer, et corriger l'erreur ainsi commise (§ b , p. 123).

b) Pondération des origines. Nombre définitif de Kβ.

Nous avons attribué à chaque origine dont $\chi^2 < 13$ un poids fonction de la configuration géométrique et cinématique du Kβ, comme nous l'avons expliqué page 79.

Le poids total de chaque Kβ est $\frac{\Sigma \pi_i}{\Sigma \pi_i + \Sigma \pi_j}$, où π_i (ou π_j) est le poids respectif des i(j) origines éventuellement gardées (coupées) par les critères en temps de vol, en position et en angle de profondeur pour les origines.

Des 315 Kβ retenus après coupures autres que la coupure $\chi^2 > 13$, nous devons finalement retirer :

- 23 Kβ sans origines à proton(s) stoppant dans leur photo,
- 17 Kβ sans aucune origine retenue par la cinématique,
- 69,8 Kβ dont la (ou les) origines(s) tombe(nt) par le critère : $0,1 < t/\tau_S < 10$.
- 22,1 Kβ dont certaines origines sont coupées par les critères géométriques : position et angle de profondeur.

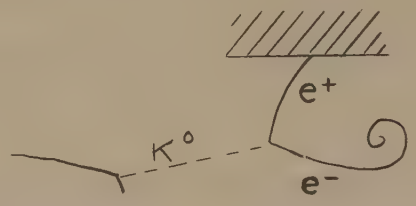
Il nous reste alors un lot de 183,1 Kβ.

3) *Bruits de fond. Kβ ambigus.*

Les événements parasites gardés parmi les vrais Kβ peuvent être classés en deux groupes, selon que les deux branches sont au non des électrons :

a) Evénements parasites dont les 2 branches sont des électrons :

α) Paires de Dalitz : Si un K° donne 2 π° dont l'un se désintègre en $e^+e^-\gamma$, la paire e^+e^- pourra simuler un Kβ dans le cas où une des branches sort de la chambre avant d'être reconnue. C'est la raison pour laquelle nous appliquons la coupure $M_{ee} > 75$ MeV qui ne retient (réf. V.2) que 1°/oo des paires de Dalitz. Comme un π° donne une paire de Dalitz dans un cas sur 80, le nombre de paires prises en Kβ est :



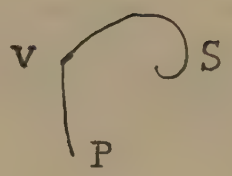
$$N_{e^+e^-} = N_{K^\circ_S} \times \text{Prob.}\left(\frac{K^\circ_S \to \pi^\circ\pi^\circ}{K^\circ_S \to \pi\pi}\right) \times \text{Prob.}\left(\frac{\pi^\circ \to \text{Dalitz}}{\pi^\circ \to \gamma\gamma \text{ ou Dalitz}}\right) \times \text{Prob.}(M_{ee} > 75 \text{ MeV}$$

$$= 2{,}92.10^4 \times 0{,}309 \times \frac{1}{80} \times 10^{-3}.$$

$$\approx 0{,}1$$

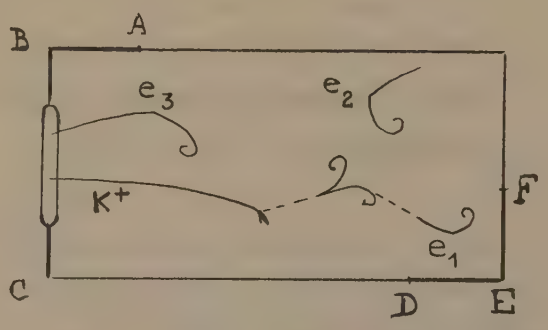
Cette contamination de 5 °/oo est encore surévaluée, puisqu'on n'a pas tenu compte de l'effet de toutes les coupures, et des cas où les 2 électrons de la paire spiralisent.

β) Scattering d'électrons : Si l'on voit dans la chambre un électron produit en P et ayant subi un scattering élastique en V, il pourra être pris à tort comme Kβ de sommet V, si la longueur PV avant coude est trop petite pour permettre de trancher entre le sens P → V ou V → P.



Il faut distinguer 3 catégories de tels électrons coudés :

- les électrons dont l'origine est évidente : ce sont les électrons Compton (tel que e_1 sur le schéma ci-contre) ou les électrons de π° (provenant d'un échange de charge $K^+n \rightarrow K^\circ p\ \pi^\circ$ ou d'une désintégration $K^\circ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\circ$, par exemple). Ces événements parasites sont tous éliminés par le fait de voir "pointer" la branche "possible π" sur une origine, un vertex ou un autre électron.



- les électrons qui ne pointent ni sur une origine évidente, ni sur une région des parois de la chambre arrosées par le faisceau de K^+ (ABC ou DEF). La coupure en probabilité de scattering $\Lambda > 3.10^4$ cm (cfr.p.113) les élimine pratiquement tous, puisqu'on peut évaluer (réf. II.6, p. 48) à moins de 1 % la proportion d'objets de ce type gardés parmi les Kβ.

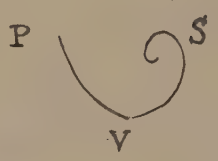
- les électrons (tels que e_3) issus d'une des régions ABC ou DEF. Ils sont plus nombreux que ceux du type précédent, ce qui a amené à prendre une coupure en probabilité de scattering plus stricte, soit $\Lambda > 3.10^6$ cm au lieu de 3.10^4; malgré cela ils ne peuvent être

tous éliminés du lot de Kβ.

Effectivement, un événement de notre lot peut s'interpréter soit comme vrai Kβ, soit comme électron coudé entrant par la fenêtre. Nous le gardons dans notre lot, mais en tant qu'événement "ambigu". Nous reparlerons de cette classe de Kβ ambigus par la suite (§ c, p.121).

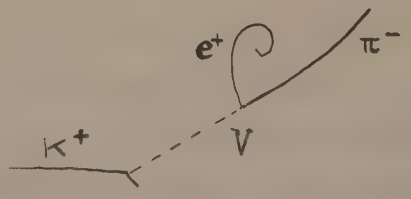
b) Evénements parasites dont une des branches n'est pas un électron :

α) $K^{\pm}$ régénérés : Une interaction de K° produisant en P un $K^{\pm}$ qui se désintègre en V selon le mode $\pi^{\circ}\ e^{\pm}\ \nu$ peut simuler un Kβ si VP est trop court et si les γ du π° se matérialisent hors de la chambre.



Nous avons effectivement deux événements qui peuvent s'interpréter aussi bien en tant que Kβ qu'en tant que K régénérés (*). Ils sont gardés parmi les événements ambigus.

β) $K^{\circ}_S \to \pi^+\pi^-$ dont $p_{\pi^{\pm}} \simeq 0$: Si un K2π a une configuration telle que $p(\pi^+) \simeq 0$, le π^+ qui se désintègre en V peut donner un μ^+ (de quelques millimètres) dont le passage $\mu^+ \to e^+$ n'est pas reconnaissable.



De tels événements se distinguent nettement des $K\beta^+$ en ce que le π^- est aligné avec le K° et a un moment $p_{\pi^-} \gtrsim 500$ MeV/c, tandis que $p_{e^+} < 50$ MeV/c (e^+ de désintégration d'un μ^+ à l'arrêt). Nous avons éliminé tout candidat présentant ces caractéristiques (ce qui rejette moins de 1 % des vrais $K\beta^+$).

(*) L'un d'entre eux peut être aussi un π^+ régénéré donnant $\mu^+ \to e^+$ sans baïonnette visible. L'autre n'a que l'ambiguité $K^- \to e^-$.

γ) $K2_\pi$ ou K_μ sans passage $\mu \to e$ visible : Il peut se faire enfin qu'un K2π ou un Kμ simule un Kβ dans les cas suivants :

- K2π dont un π donne μ en vol sans coude visible, et dont le passage $\mu \to e$ se fait en ligne droite et sans changement d'ionisation très caractérisé.

- K2π dont le π^+ stoppe de manière que la chaîne $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$ se présente sans coude ni changement d'ionisation appréciable.

- Kμ dont μ^+ (ou μ^-) donne e^+ (ou e^-) avec le même aspect que pour les K2π ci-dessus.

18 candidats Kβ (dont 3 $K\beta^-$) peuvent se ranger dans l'une ou l'autre de ces 3 classes. Nous les conserverons également dans la catégorie des Kβ ambigus.

δ) Autres événements parasites : On a vérifié que toutes les autres causes possibles de bruits de fond ($\Lambda \to p\, e^- \nu$, $K^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$ sans γ visibles) sont tout à fait négligeables.

c) Traitement des 21 événements ambigus.

Pour tenir compte de manière correcte de tous les bruits de fond sources d'événements ambigus ($e^\pm$ coudés, $K^\pm$ régénérés, K2π ou Kμ à trace pseudo-électronique), on aurait pu faire l'étude détaillée des probabilités respectives de chaque candidat Kβ d'être un vrai Kβ ou un faux événement, à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo par exemple. Cependant, par raison de simplicité et de rapidité, nous nous sommes contentés de donner à chacun des 21 événements ambigus une probabilité à priori de 0,5 dans l'hypothèse Kβ,et 0,5 dans l'hypothèse bruit de fond.

Une telle méthode n'a pas de justification théorique; elle ne pourra être acceptée que si l'on constate a postériori que les résultats obtenus ne changent pas lorsqu'on affecte aux 18 événements ambigus successivement les poids 0, 0,5 et 1, ce qui sera fait au § b page 131).

En conclusion, nous retenons 191 Kβ (125 $K\beta^+$ et 66 $K\beta^-$). Après pondération des origines, et en comptant pour 0,5 chacun des 21 événements ambigus, nous disposons d'un lot définitif de 172,6 Kβ (dont 110,9 $K\beta^+$ et 61,7 $K\beta^-$).

C. CALCUL DU TEMPS OBSERVABLE T :

1) *Déroulement du calcul.*

Il s'agit d'obtenir, à partir du lot de K2π expérimentaux, un ensemble de Kβ fictifs dont le nombre et la répartition en temps doivent rendre compte :

- de la loi de désintégration du K^o,
- de la déformation de cette loi théorique due aux coupures effectuées, ou à l'imperfection de la méthode employée (par exemple remplacement du temps de vol, inconnu, par un temps déduit de l'ajustement cinématique).

La loi de désintégration des K^o est donnée par la même fonction f(t) que pour les Kμ (cfr. p.109), les paramètres x et Δm ayant des valeurs fixées à l'avance.

Quant aux étapes du calcul des courbes théoriques déformées, elles sont analogues à celles exposées pour les Kμ, et résumées dans

le tableau page 86.

Nous allons simplement souligner les différences entre Kμ et Kβ.

a) Le calcul du temps observable θ_{ij} de chaque événement se fait en tirant au sort une désintégration $K^o \to \pi e \nu$ dans le système du K^o au repos, selon la densité indiquée page 87 , où l'on remplace μ par e. On peut négliger la masse de l'électron, ce qui supprime les termes en g_V et g_V^2 ; la densité prend alors la forme simple suivante :

$$\mathcal{D}(E_\pi, p_e) \propto (M_K - 2p_e).(2p_e + 2E_\pi - M_K) - m_\pi^2$$

Une fois revenu au système du laboratoire, on obtient la probabilité de spiralisation de l'électron en traçant point à point la trajectoire de 50 électrons (à chaque pas de 1 cm, on tire au sort une perte d'énergie par bremsstrahlung à laquelle on ajoute la perte d'énergie par ionisation). Le temps θ_{ij} du Kμ est la moyenne des 50 θ_{ij} obtenus.

b) La sélection cinématique étant moins bonne pour les Kβ que pour les Kμ , on est obligé d'attribuer à chaque Kβ du Monte Carlo n "fausses origines" choisies au hasard parmi l'ensemble de toutes les origines de manière à reproduire (en nombre, n, et en position dans la chambre) les distributions expérimentalement observées (tableau page 116).

On obtient ainsi plusieurs "configurations" formées de $(p,\theta,\phi)_e$, $(p,\theta,\phi)_\pi$ et n fois $(p,\theta,\phi)_{K^o}$, les p_{K^o} étant déduits de la loi P(θ) (voir p.61).

On remplace ces variables x (x = p, θ ou φ) par des variables x' telles que $x - x' = \Delta x$, les Δx étant tirés au sort de manière à reproduire les distributions expérimentales des incertitudes

de mesure affectant chaque paramètre $x^{(*)}$.

On peut alors appliquer à ces n configurations un calcul d'ajustement cinématique identique à celui fait pour les Kβ expérimentaux, puis ne garder que les origines dont $\chi^2 < 13$, et enfin pondérer ces origines.

c) Il n'est pas nécessaire de faire un calcul du nombre F de faux événements gardés parmi les N Kβ expérimentaux, puisqu'on a décidé de prendre comme estimation de F la moitié du nombre d'événements ambigus.

2) *Corrections diverses*

a) Origines de Kβ non prises en compte

Il faut évaluer le nombre de Kβ provenant soit de la fenêtre d'entrée, soit des échanges de charge situés entre le volume fiduciaire (page 114)et les parois de la chambre, soit des échanges de charge avec secondaire ($\pi^{\pm}$, π^{o} ou p sortant), et associés à tort à une origine sans secondaire autre que p stoppant.

Comme pour les Kμ (cfr. p.91) on tire au sort un ensemble de K2π dont les origines reproduisent, en nombre et en position, les origines du type ci-dessus. Pour chacun de ces K2π, le Monte Carlo nous donne un Kβ fictif, que l'on associe à une origine avec proton stoppant. On ajoute au temps observable T le temps partiel θ_{ij} ainsi obtenu si l'ajustement cinématique (décrit p. 36) retient cette origine.

(*) Ayant vérifié que les erreurs sur les moments étaient prépondérantes devant les erreurs sur les angles, nous n'avons en fait pas tenu compte de ces dernières.

b) Efficacité de scanning.

Nous devons multiplier le temps observable total par l'efficacité de scanning déterminée sur les événements expérimentaux. L'efficacité trouvée est de 98,2 % dans X et de 93,6 % dans X' (cette différence venant de ce que l'on a effectué un second dépouillement pour la totalité des films de X, et pour les 3/4 des films de X' seulement).

c) Electrons perdant plus de 90 % de leur énergie par bremsstrahlung

Nous n'avons pas retenu les Kβ dont l'électron perdait plus de 90 % de son énergie par émission d'un seul γ de bremsstrahlung; la proportion d'événements ainsi rejetée a été évaluée à 3 % (réf. V.3). Nous devons donc multiplier aussi le temps observable T par le facteur 0,97.

D. RESULTATS OBTENUS POUR x, Δm, Γ_{S_β} ET Γ_{L_β}.

I) *Présentation des résultats.*

a) Détermination de x et Δm.

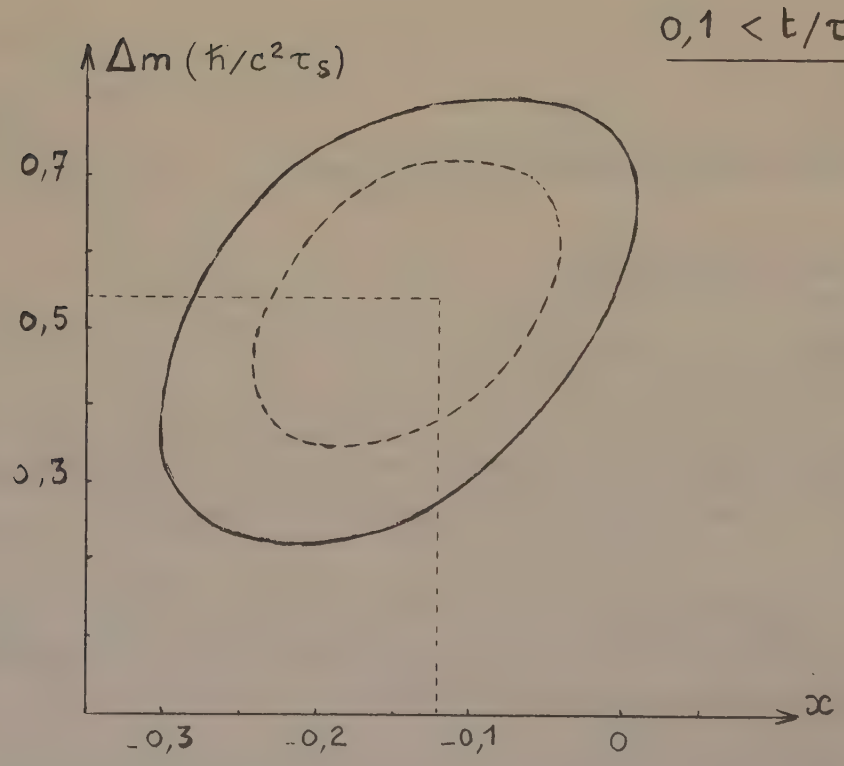
Les distributions en temps des 111 $K\beta^+$ et 62 $K\beta^-$ obtenues après l'analyse du § A sont représentées en figure 2 (page 133).

La comparaison des histogrammes $N^+(t)$ et $N^-(t)$ avec les distributions théoriques (formule 2, p.109) se fait à l'aide d'une méthode de maximum de vraisemblance et permet de calculer x et Δm.

La fonction de maximum de vraisemblance, $\mathcal{L}(x, \Delta m)$ est

maximum pour les valeurs $x = -0{,}12$ et $\Delta m = 0{,}54 \dfrac{\hbar}{c^2 \tau_S}$. Le graphique ci-après donne le lieu des points $(x, \Delta m)$ correspondant à $(\text{Log } \mathcal{L}_{MAX} - 1{,}14)$ - en trait plein -, et $(\text{Log } \mathcal{L}_{MAX} - 0{,}5)$ - en pointillé -. La signification de ces courbes est la suivante : si l'on détermine à la fois x et Δm, on a 66 % de chance que la vraie valeur du couple $(x, \Delta m)$ soit située à l'intérieur de la courbe en trait plein. Si l'on détermine un seul paramètre, x par exemple, quel que soit Δm, on a 66 % de chances que x soit situé entre les valeurs extrêmes de la courbe en pointillé; nous prendrons ces valeurs extrêmes comme évaluation de l'incertitude, soit :

$$x = -0{,}12 \begin{cases} +0{,}07 \\ -0{,}11 \end{cases} \qquad \Delta m = 0{,}54 \begin{cases} +0{,}17 \\ -0{,}19 \end{cases} \frac{\hbar}{c^2 \tau_S}$$



On constate que $x = 0$ se trouve à 1,7 écart de la valeur la plus probable. Ceci tient principalement au fait qu'on a un événement $K\beta^-$ à $t = 0{,}14\ \tau_S$. Or, si $x = 0$, la probabilité d'un tel événement est très faible, comme on le voit d'après la courbe théorique superposée à l'histogramme $N_{K\beta^-}(t)$ (fig. 2, p.133). Une manière de voir l'influence de ce $K\beta^-$ sur la valeur de x consiste à prendre une coupure en temps minimum qui l'élimine, par exemple $t > 0{,}2\ \tau_S$ au lieu de $t > 0{,}1\ \tau_S$ (cfr. § 2a, p.129).

b) Détermination de Γ_{S_β} et Γ_{L_β} en fonction de x.

La valeur que nous avons obtenue pour Δm est affectée d'une incertitude de plus de 30 %. Or, il existe maintenant d'autres déterminations de Δm (cfr. ch. VII § B) bien plus précises que la nôtre.

Notre résultat ($\Delta m = 0{,}5 \pm 0{,}2$) étant en excellent accord avec la meilleure valeur admise à l'heure actuelle ($\Delta m = 0{,}45 \pm 0{,}06$; réf. VII.16), nous supposerons désormais :

$$\Delta m = = 0{,}45\ \hbar/c^2\tau_S$$

Cela nous permet de reprendre l'analyse de nos $K\beta$ avec, comme variables, la valeur de Γ_L pour $x = 0$, soit $\Gamma_L(0)$, et la valeur du rapport $\frac{\Gamma_L(x)}{\Gamma_L(0)} = r(x)$.

Pour $x = 0$, on trouve :

$$\Gamma_L(0) = \Gamma_S(0) = (7{,}31 \pm 0{,}73)10^6\ \text{sec}^{-1}$$

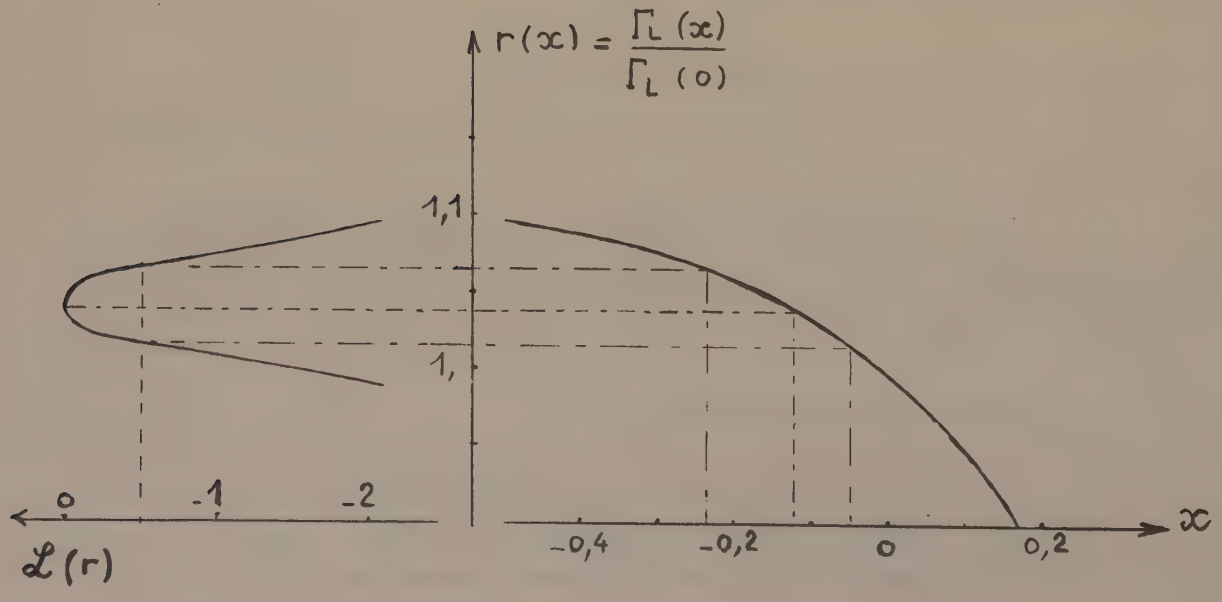
L'incertitude ci-dessus tient compte de l'incertitude statistique sur le nombre de Kβ expérimentaux, et de l'incertitude due à la méthode de Monte Carlo utilisée (cfr. ch. IV, p. 98).

Quant au rapport $\frac{\Gamma_L(x)}{\Gamma_L(0)}$, nous avons dit (p.110) qu'il s'écrivait :

$$r(x) = \frac{\Gamma_L(x)}{\Gamma_L(0)} = \frac{a}{\left(\frac{1+x}{1-x}\right)^2 + b}$$

puisque le terme SL de la formule (7) est négligeable, au centième près, devant les termes S et L.

Le graphique ci-dessous donne la variation de r avec x, ainsi que l'allure de la fonction de vraisemblance obtenue pour r (ou pour x, la relation $r \leftrightarrow x$ étant biunivoque) :



La valeur la plus probable de r est 1,035.
On en déduit :

$$\Gamma_{L_\beta} = (7{,}56 \pm 0{,}83)\ 10^6\ \text{sec}^{-1}$$

$$\Gamma_{S_\beta} = (5{,}06 \pm 0{,}56)\ 10^6\ \text{sec}^{-1}$$

Les incertitudes ci-dessus tiennent compte de l'incertitude sur $\Gamma_L(0)$ et sur $r(x)$.

2) *Critique des résultats*

Pour obtenir ces résultats, nous avons fait plusieurs hypothèses ou choix de coupures, dont il faut étudier l'influence.

a) Coupures en temps.

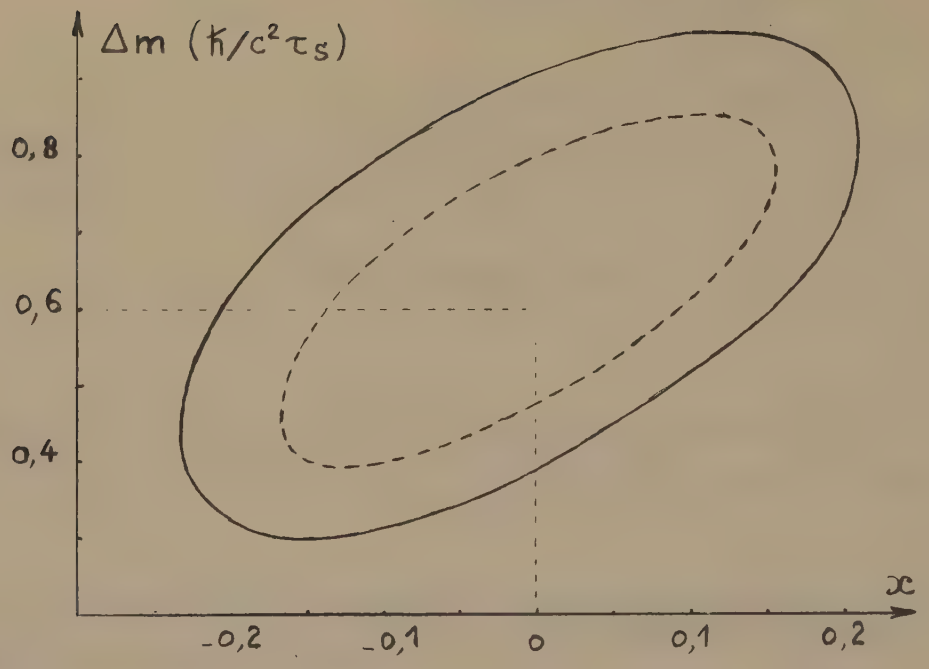
La coupure à laquelle la valeur de x est la plus sensible est la coupure en temps minimum. Prenant par exemple $t_{MIN} = 0{,}2\ \tau_S$ au lieu de $0{,}1\ \tau_S$ (ce qui, nous l'avons dit, supprime le seul $K\beta^-$ très proche de son origine) on obtient :

$$x = 0 \left\{ \begin{matrix} +\ 0{,}15 \\ -\ 0{,}16 \end{matrix} \right.$$

$$\Delta m = 0{,}60 \left\{ \begin{matrix} +\ 0{,}25 \\ -\ 0{,}20 \end{matrix} \right\} \hbar/c^2\tau_S$$

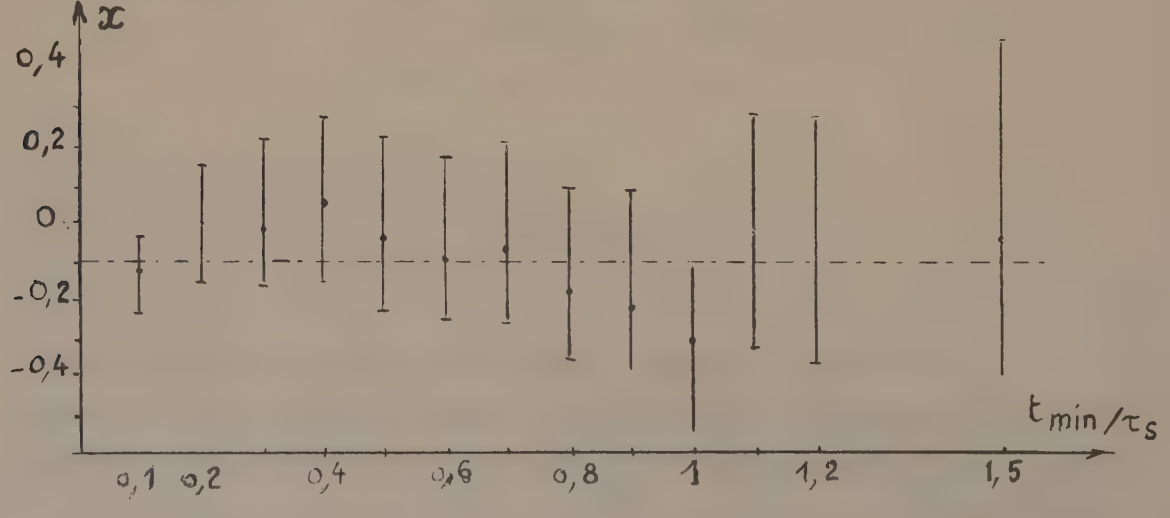
La figure ci-après montre les limites du domaine où l'on a 66 % de chances de trouver soit le couple (x, Δm) - traits pleins - soit l'un des 2 paramètres x ou Δm, quel que soit l'autre - traits pointillés.

$0,2 < t/\tau_s < 10$



On constate que les résultats obtenus avec $t/\tau_S > 0,1$ ou $t/\tau_S > 0,2$ sont différents, mais néanmoins compatibles.

On peut continuer à faire varier la coupure en temps minimum. Les valeurs de Δm sont pratiquement inchangées. Quant à x, sa variation en fonction de t_{min} est représentée ci-dessous.



Nous avons pris comme meilleure estimation:

$$x = -0,1 \pm 0,1$$

Quant à la coupure en temps maximum on l'a fait varier de 5 à 15 τ_S sans que les valeurs de x et Δm soient modifiées de manière significative.

Enfin, on a également vérifié que $\Gamma_L(0)$ est insensible au changement des bornes en temps.

b) Influence des autres facteurs.

Nous avons étudié chacune des causes d'incertitudes suivantes :

- le remplacement du temps vrai t_v (inconnu) de chaque Kβ par le temps t_a déduit de l'ajustement cinématique . Une autre estimation de t_v nous est donné par le moment déduit de l'angle d'émission $(\vec{K^+}, \vec{K^0})$ (cfr. p. 6 1); l'utilisation de ce temps au lieu de t_a ne change que de quelques pour-cent nos résultats.

- la pondération des origines multiples : si nous ne prenons que les Kβ ayant une seule origine dans leur photo, nous constatons que nous obtenons les mêmes valeurs pour x, Δm et Γ (avec des incertitudes plus grandes, vu que le nombre d'événements est divisé environ par 2). Ceci donne à postériori confiance dans la méthode de pondération utilisée pour les origines multiples.

- l'attribution d'un poids 0,5 aux 21 Kβ classés ambigus. Prenant pour ces Kβ successivement des poids 0 et 1, on trouve que x varie de 0,05 au maximum, ce qui est inférieur à l'incertitude donnée jusqu'ici.

- l'utilisation d'un élement de matrice de type vectoriel. Remplacer celui-ci par un élement de matrice constant laisse pratiquement inchangées les valeurs de x, Δm et Γ.

c) Conclusion.

Nous constatons qu'aucun des facteurs étudiés au § b) n'a d'influence notable sur nos résultats, ce qui justifie a posteriori les hypothèses de travail utilisées.

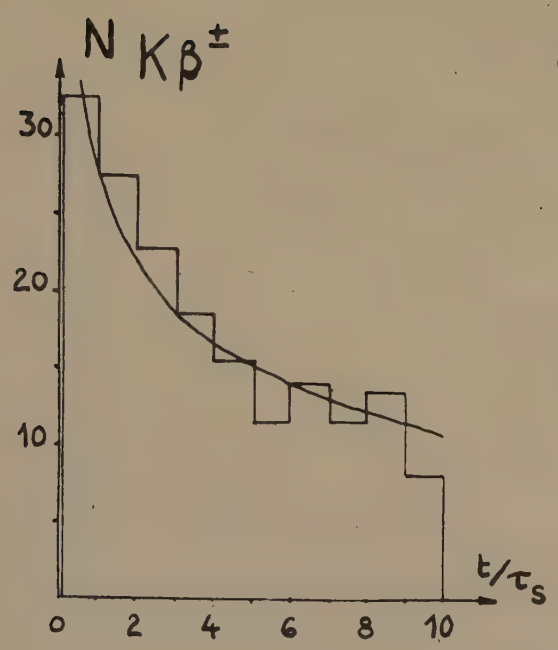
Seule intervient de façon sensible la coupure en temps minimum (§ a). La valeur de $x \pm \Delta x$ que nous donnons dans le tableau ci-après tient compte de ce fait.

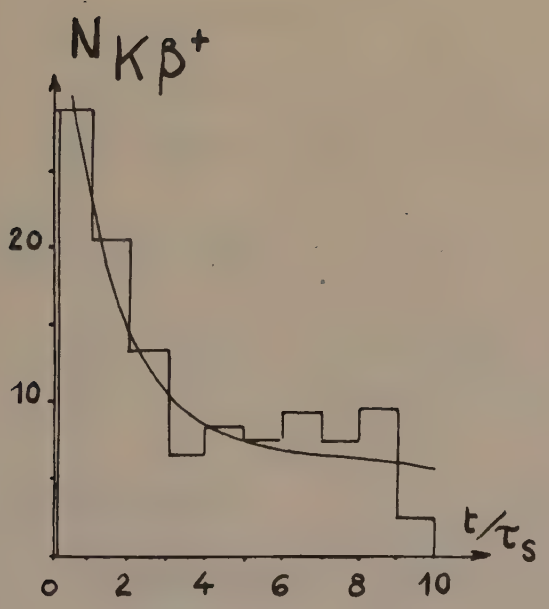
Hypothèse	x	Δm (en unités $\hbar/c^2/\tau_S$)	Γ_{S_β} (en unités $10^6 sec^{-1}$)	Γ_{L_β} (en unités $10^6 sec^{-1}$)
Validité de la règle $\Delta S = \Delta Q$	0	$0,6 \pm 0,2$	$7,31 \pm 0,73$	
Possibilité d'amplitude de $\Delta S = -\Delta Q$	$-0,1 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,2$	$5,06 \pm 0,56$	$7,56 \pm 0,83$

Nous reprendrons ces résultats au chapitre VII pour déterminer la contribution des amplitudes (3/2, 3/2) et (3/2, 1/2), ce qui nous permettra de voir si les règles $\Delta S = \Delta Q$ et $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ leptoniques sont respectées ou pas.

$K^0 \rightarrow \pi e \nu$

Distributions
en temps de vol
et courbes $x=0$ $\Delta m = 0{,}45$





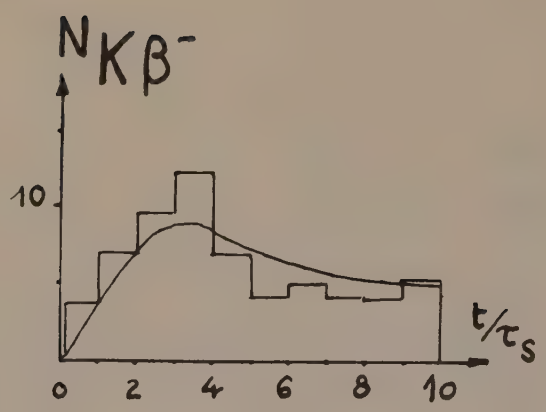


Fig. 2

CHAPITRE VI

ETUDE DES MODES NON LEPTONIQUES

SOMMAIRE

Pages

A. GENERALITES. MODE $\pi^+\pi^-\gamma$.

1) *Remarques d'introduction.* 136
2) *Mode* $\pi^+\pi^-\gamma$. 136

B. ETUDE DU MODE $K_L^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$.

1) *Recherche et analyse des événements* $\pi^+\pi^-\pi^o$. 138
2) *Calcul du temps observable.* 140

C. ETUDE DU MODE $K_L^o \to \pi^o\pi^o\pi^o$.

1) *Recherche et analyse des événements.* 142
2) *Calcul du temps observable.* 144

D. RESULTATS.

1) *Présentation des résultats.* 144
2) *Critique des résultats.* 146
3) *Conclusion.* 148

*

* *

*

A. GENERALITES. MODE $\pi\pi\gamma$.

Nous allons maintenant présenter l'étude des modes $K^o \to \pi^+\pi^-\gamma$, $K^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$, $K^o \to \pi^o\pi^o\pi^o$, toujours avec l'approximation de conservation de PC. Cette présentation a déjà été faite par ailleurs de manière très complète (réf. VI.1 pour $\pi\pi\gamma$, et réf. I.14 et VI.2 pour 3π). Aussi ne ferons nous que résumer les grandes étapes de cette étude.

1) Disons d'abord que les modes ci-dessus se distinguent des précédents ($\pi^+\pi^-$, $\pi\ell\nu$) par la présence de un ou plusieurs γ dont la matérialisation dans la chambre, la détection efficace, et la mesure précise seront les 3 conditions d'une étude réussie. Cela explique que l'on n'ait pas recherché les événements $3\pi^o$ dans le mélange X dont la longueur de radiation est la plus longue (cfr. tableau chap. II, p. 34). Cela explique également qu'on n'ait retenu pour ce mode que les événements à 5 ou 6 γ matérialisés, la mesure et l'ajustement cinématique n'étant pas suffisamment précis pour permettre de distinguer les $K^o \to 3\pi^o$ à moins de 5 γ matérialisés des bruits de fond $K^o \to 2\pi^o$ (il y a environ 100 $K^o \to 2\pi^o$ avec 4 γ vus dans la chambre, pour 1 événement $K^o \to 3\pi^o$ avec 4 γ vus). Par contre, la recherche des événements $K^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$ a pu être faite dans les 3 mélanges.

2) Mode $\pi^+\pi^-\gamma$

Le but final de notre travail étant la détermination de la vie moyenne du K^o_L, et la vérification de certaines règles de sélection, nous ne dirons que quelques mots du mode $K^o \to \pi^+\pi^-\gamma$.

L'étude de ce mode a été faite dans 70.000 photos de X. En vue d'éliminer les bruits de fond les plus importants (interactions de $\overline{K^o}$, et désintégration $K^o \to \pi^+\pi^-$ avec 1γ pointant fortuitement

sur le vertex), on a appliqué les 2 critères suivants :

- le temps de vol du K° doit être inférieur à $4\tau_S$.
- l'énergie du γ dans le centre de masse du K doit être supérieure à 50 MeV (ce qui correspond à une coupure en masse du système $\pi^+\pi^-$: $M_{\pi\pi} < 445$ MeV; cfr. graphique p. 140).

On aboutit alors au rapport de branchement suivant :

$$\frac{\Gamma(K^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma \quad \text{avec } E_\gamma^* > 50 \text{ MeV})}{\Gamma(K^\circ \to \pi^+\pi^-)} = (2{,}3 \pm 1{,}3)10^{-3}$$

Comme cette valeur est en excellent accord avec la valeur $2{,}5\ 10^{-3}$ prédite par la théorie du "bremsstrahlung interne" du K_S° (réf. VI.3), nous admettrons désormais que les désintégrations $\pi\pi\gamma$ proviennent uniquement de K_S° (et non de K_L° (*)), et nous ne nous en préoccuperons plus, si ce n'est comme bruit de fond possible pour les événements $K^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$.

(*)

NEFKENS et al. (ref. VI.4) ont récemment publié la valeur :

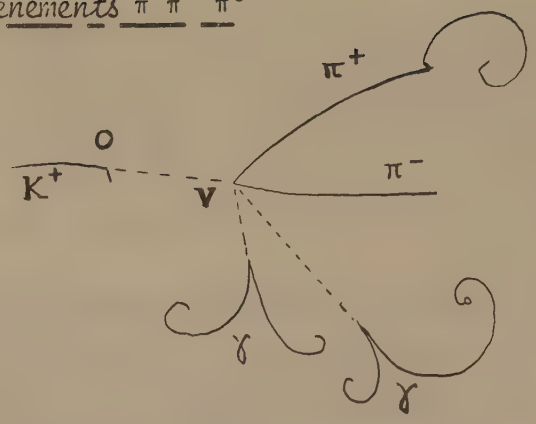
$$r = \frac{\Gamma(K_L^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma)}{\Gamma(K_L^\circ \to \text{tout})} < 3.10^{-3} \text{ à 85 \% de chances.}$$

Divers calculs théoriques (cités dans la réf. VI.4) prévoient $r \approx 10^{-4}$.

B. ETUDE DU MODE $\pi^+\pi^-\pi^\circ$

1) *Recherche et analyse des événements* $\pi^+\pi^-\pi^\circ$

Un tel événement se présente dans la chambre comme un V **neutre** sur lequel pointent 1 ou 2γ.



a) Critères de sélection :

- pour les γ : énergie au moins égale à 35 MeV. Longueur de vol : ℓ_γ < 15 cm (pour l'un des deux γ seulement s'il y en a deux matérialisés).

  Angle de profondeur $|\phi_\pi|$ < 70°.

  Volume fiduciaire pour le sommet des γ :

  $$-45 < X < 35; \quad -20 < Y < 20; \quad -35 < Z < -5 \quad (*)$$

- pour les branches chargées : sommet V situé dans le même volume fiduciaire que ci-dessus.

  Angle de profondeur des π : $|\phi_\pi|$ < 70°.

  Longueur des π : ℓ_π > 5 cm sans interaction (sauf s'ils stoppent; on prend alors ℓ_{π^-} > 2 cm et ℓ_{π^+} > 0).

  Ligne de vol OV supérieure à 3 mm.

(*) Système de coordonnées défini page 33.

b) Evénements parasites.

Toutes les sources de "bruits de fond" étudiées se sont révélées être négligeables (réf. I.14 p. 34), à l'exception des désintégrations $K^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma$, et $K^\circ \to \pi^+\pi^-$ accompagnées d'un γ pointant fortuitement sur le vertex, dont nous allons parler maintenant.

c) Analyse cinématique.

Appelons I, II, III, IV les 4 catégories d'événements suivants :

I : $K^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$

II : $K^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma$

III : $K^\circ \to \pi^+\pi^-$ avec un γ provenant d'une autre source mais pointant fortuitement sur le vertex V.

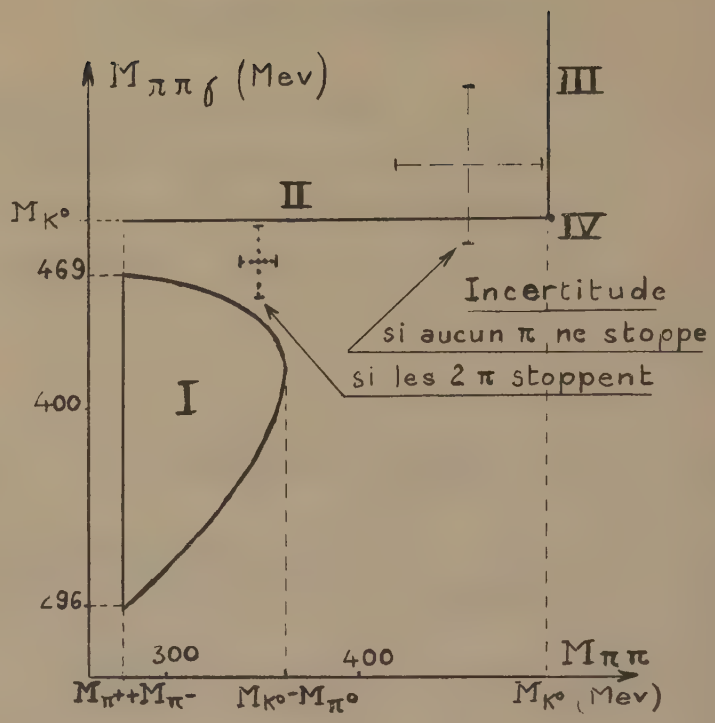
IV : $K^\circ \to \pi^+\pi^-$ sans γ fortuit.

Un candidat à 2 γ visibles ne peut se ranger que dans la catégorie I. Par contre un candidat à 1 seul γ visible peut être des types I,II ou III.

On pourrait espérer distinguer entre eux simplement par l'étude des masses $M_{\pi\pi}$ (formée par les 2π) et $M_{\pi\pi\gamma}$ (masse du système $\pi\pi\gamma$), comme le montre la figure ci-après; mais les incertitudes de mesure font qu'un événement peut s'interpréter comme appartenant simultanément à plusieurs des régions I,II, III ou IV. Aussi a-t-il fallu recourir à une méthode d'ajustement cinématique qui permet de chiffrer, par la

valeur du χ^2, la probabilité qu'avait un candidat d'être d'un type donné.

La plupart des candidats ont des valeurs de χ^2 nettement différentes dans chaque hypothèse; tout événement dont $\chi^2_I < 2,7$, $\chi^2_{II} > 20$, et $\chi^2_{III} > 20$ est certainement $\pi^+\pi^-\pi^\circ$; par ailleurs, la coupure $\chi^2_I < 2,7$ ne fait perdre que 10 % des vrais $\pi^+\pi^-\pi^\circ$.



Mais il subsiste pour quelques événements une ambiguité entre les hypothèses I et II principalement. On a attribué à ces événements des "poids" correspondant à chaque hypothèse (*) (réf. I.14, p. 59).

2) *Calcul du temps observable T.*

a) Principe du calcul.

Le déroulement du calcul de T est calqué sur celui déjà exposé pour les modes leptoniques . Donnons en les étapes principales.

- les éléments d'entrée sont toujours les origines, les directions et les moments des K2π.

(*) Le poids dans l'hypothèse $\pi\pi\gamma$ a été calculé en supposant que seuls les K°_S pouvaient se désintégrer suivant ce mode, et avec le rapport de branchement $2,5 \cdot 10^{-3}$.

- à partir de ces éléments, on génère un lot de K3π fictifs (tirages au sort dans le centre de masse du K^o, suivis du retour au laboratoire);

- déplaçant la configuration obtenue le long de la ligne de vol du K^o, on calcule les 2 temps t_1 et t_2 entre lesquelles le K3π aurait été retenue par nos coupures;

- on calcule enfin l'intégrale $\int_{t_1}^{t_2} f(t)\, g\, dt$, où g tient compte de la probabilité de non interaction des π et de la probabilité de matérialisation des 2γ.

On trouvera par ailleurs un exposé détaillé de ce calcul (réf. I.14, p. 101). Précisons cependant les deux points suivants :

b) Fonction f(t) utilisée :

La loi de décroissance en fonction du temps est celle donnée au chapitre I (équation 13, p. 17), qui suppose que $K_S^o \to 3\pi$ est interdit : nous reviendrons plus tard (§ d, p.146) sur cette hypothèse.

c) Elément de matrice de la désintégration $K \to 3\pi$:

Le tirage au sort des variables dans le centre de masse du K^o se fait en supposant que le carré de l'élément de matrice de la désintégration $K^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$ est une fonction linéaire de l'énergie cinétique du π^o (réf. VI.5) :

$$|\mathcal{M}|^2 = 1 + \gamma \frac{T_{\pi^o}^*}{M_K}$$

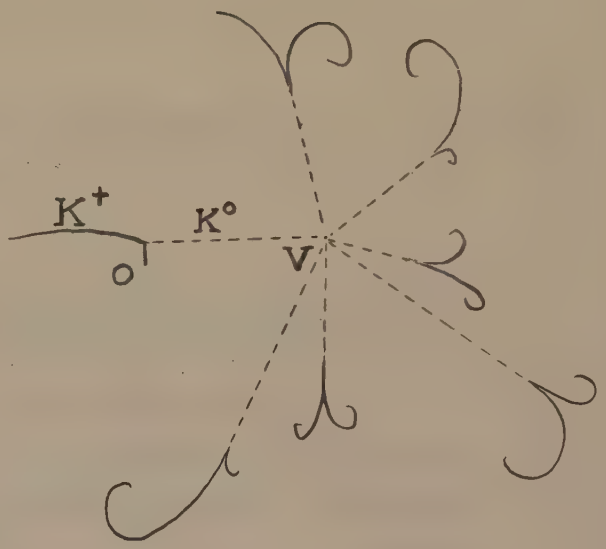
L'étude du spectre en $T^{*}_{\pi^0}$ de nos événements expérimentaux devra nous permettre de déterminer le paramètre γ.

C. ETUDE DU MODE $\pi^0\pi^0\pi^0$.

1) *Recherche et analyse des événements $\pi^0\pi^0\pi^0$.*

a) Critères de sélection :

Est candidat $K^0 \to 3\pi^0$ l'ensemble de 5 ou 6 γ pointant sur un même point V de la chambre. On exige pour ce candidat :



- que les lignes de vol des γ, associées 2 par 2, ne forment pas d'angles inférieures à 10° (pour éliminer les $K^0 \to \pi^0\pi^0$ dont l'un des électrons de π^0 donne un γ par bremsstrahlung);
- que les sommets des γ soient situés à l'intérieur du volume fiduciaire $-47 < X < 47$; $-22 < Y < 22$; $-35 < Z < -5$
- que le point V soit à l'intérieur du volume :

  $-45 < X < 45$; $-20 < Y < +20$ $-35 < Z < -5$

- que la longueur OV soit au moins égale à 1 cm.

b) Bruits de fond.

Le bruit de fond le plus important vient de $K^o_S \to \pi^o\pi^o$ produits par des réactions telles que

$$K^+ \; n \to K^o \pi^o \; p$$
$$\qquad\qquad\quad \downarrow \pi^o\pi^o$$

Mais la coupure $\ell_{K^o} > 1$ cm réduit ce bruit de fond à 3 % du nombre de vrais $3\pi^o$.

Toutes les autres sources possibles d'événements parasites ontété étudiées; elles ne contaminent le lot de vrais événements que dans une proportion de quelques pour-cent.

c) Analyse cinématique.

Par rapport aux $\pi^+\pi^-\pi^o$, nous avons ici la difficulté que le point de désintégration du K^o n'est pas matérialisé (par un sommet de V^o). Il a donc fallu d'abord reconstruire géométriquement le point de concours des 5 ou 6 γ.

Cela fait, on prend les 10 (ou 15) couples de γ que l'on peut former avec 5 (ou 6)γ . Pour chaque couple, l'ajustement cinématique d'une désintégration $\pi^o \to \gamma\gamma$ donne une valeur de $\chi^2_i(\pi^o)$ (i = 10 ou 15). On calcule toutes les sommes $S_5 = \chi^2_i + \chi^2_j$ (s'il y a 5 γ) ou $S_6 = \chi^2_i + \chi^2_j + \chi^2_k$ (s'il y a 6 γ), et on choisit la combinaison de γ qui donne S_5 (ou S_6) minimum.

Puis on cherche, avec ces couples, le meilleur ajustement cinématique dans l'hypothèse $K^o \to 3\pi^o$, en minimisant le χ^2 obtenu dans cette hypothèse. On vérifie que, pour la valeur de χ^2 minimum, la masse du système des $3\pi^o$ est bien égale à la masse du K^o (à moins d'un écart),

ce qui montre a posteriori que l'on n'a pas gardé, pami les événements $3\pi^\circ$, de désintégrations $K^\circ \to 2\pi^\circ$.

Un seul événement à 5γ est compatible avec l'hypothèse $K^\circ \to \pi^\circ\pi^\circ + 1\gamma$ fortuit (ce nombre de 1 correspond à ce que l'on attendait par le calcul préliminaire de ce bruit de fond). Il a été rejeté.

2) *Calcul du temps observable T.*

De la même manière que pour $K^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$, la méthode de Monte-Carlo permet de calculer le temps observable total correspondant aux $K^\circ \to 3\pi^\circ$, à l'aide du même lot de $K2\pi$.

L'élément de matrice intervenant dans la transition $K^\circ \to 3\pi^\circ$ a été pris constant (réf. VI.5).

D. RESULTATS

1) *Présentation des résultats*

Le nombre d'événements retenus est en fin de compte de :

- 21 événements $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ à 2γ matérialisés.
- 62 événements $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ à 1γ matérialisé (parmi lesquels 9 "ambigus"$\pi\pi\gamma$).
- 4 événements $\pi^\circ\pi^\circ\pi^\circ$ à 6 matérialisés.
- 14 événements $\pi^\circ\pi^\circ\pi^\circ$ à 5 matérialisés.

A l'aide de 83 événements $K^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$ et de 18 événements $K^o \to \pi^o\pi^o\pi^o$ nous avons pu déterminer les taux absolus de ces désintégrations, ainsi que la pente γ du spectre en $T^*_{\pi^o}$ des événements $\pi^+\pi^-\pi^o$.

Nous avons obtenu (réf. I.14) :

$$\begin{cases} \Gamma_L(+-o) = (2{,}55 \ {}^{+\ 0{,}38}_{-\ 0{,}35}) \ 10^6 \ \text{sec}^{-1} \\ \Gamma_L(ooo) = (4{,}89 \ {}^{+\ 1{,}8}_{-\ 1{,}3}) \ 10^6 \ \text{sec}^{-1} \\ \gamma = -(7{,}36 \ {}^{+\ 1{,}05}_{-\ 1{,}70}) \end{cases}$$

2) Critique des résultats

a) La méthode de Maximum de vraisemblance ne tient pas compte des incertitudes dues à la connaissance imparfaite de certains paramètres, tels que les longueurs moyennes d'interaction des K^o et des $\pi^{\pm}$, la longueur de matérialisation des γ, les vies moyennes τ_S et τ_L des K^o.

On a fait varier chacun de ces paramètres dans la limite des incertitudes correspondantes. La variation résultante de Γ est toujours inférieure à l'incertitude calculée par le "Maximum Likelihood" (le facteur le plus influent est la longueur d'interaction L_{K^o}, qui donne une incertitude relative de 6 % pour Γ_{+-o} et Γ_{ooo}). Les erreurs indiquées page 145 tiennent compte de ces incertitudes.

b) Le calcul de Γ_{+-o} a été fait en supposant connu le coefficient cinématique γ intervenant dans l'élément de matrice $(1 - \gamma T^*)$. Une telle méthode se justifie du fait que la corrélation entre Γ_{+-o} et γ se révèle être négligeable, et qu'il est donc inutile de calculer γ et Γ par itérations successives.

c) Nous n'avons pas parlé dans ce chapitre des problèmes d'origines multiples et de K^o produits hors du volume fiduciaire des origines. Ces problèmes ont été étudiés avec soin de la même manière que pour les modes leptoniques, mais nous les avons passé ici sous silence uniquement pour ne pas allonger notre exposé.

d) Terminons par une remarque concernant la conservation de PC dans les désintégrations $K3\pi$.

Nous avons toujours supposé dans ce chapitre l'invariance PC ce qui interdit la désintégration $K_S^o \to \pi^o\pi^o\pi^o$ et permet de négliger $K_S^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$ (effet de barrière centrifuge).

Si nous n'avions pas fait cette supposition, nous aurions dû remplacer l'équation (13) (ch. I, p.17) par l'équation (11) (ch. I p.16) qui fait intervenir l'amplitude $a_s = (K_S^o \to 3\pi)$ et le déphasage $\Delta\phi$ entre les amplitudes $a_S(K_S^o \to 3\pi)$ et $a_L(K_L^o \to 3\pi)$.

Mais à moins que $\Gamma_{S_{3\pi}}$ soit très supérieur à $\Gamma_{L_{3\pi}}$, il est difficile de donner une estimation précise de $\Gamma_{S_{3\pi}}$. En effet, on peut montrer (réf. I.14, p.127) que, vu nos conditions expérimentales, le nombre de désintégrations 3π observées au temps t dépend du rapport $\alpha = \frac{\Gamma_S(3\pi)}{\Gamma_L(3\pi)}$ de la manière suivante :

$$N_{3\pi}(t) = \Gamma_{L_{3\pi}} \cdot T \cdot \left[1 + 0{,}08(\alpha + 2\sqrt{\alpha} \cdot \cos \Delta\phi - 2\sqrt{\alpha} \cdot \sin \Delta\phi) \right]$$

Pour $\alpha < 8$, les désintégrations $K_S \to 3\pi$ ne peuvent se manifester par aucun excès ou manque d'événements dans les premières vies moyennes. Seule une analyse précise de la distribution en temps des $K3\pi$ peut permettre une mesure de α.

Or la comparaison entre la distribution obtenue (figure 3, p.149) et la courbe théorique N(t) pour $K^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$ ne montre pas d'évidence pour une forte valeur de α. En effet, si l'on suppose que la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$ est valable, et qu'on admet la possibilité de désintégrations $K_S^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$, cette comparaison aboutit à : $\alpha < 0{,}35$ à 90 % de chances.

Donc, α étant petit devant un, l'estimation de $\Gamma_L(\pi^+\pi^-\pi^o)$ faite précédemment en supposant $\Gamma_S(\pi^+\pi^-\pi^o) = 0$ reste correcte.

3) *Conclusion.*

Dernièrement, nous avons pu réunir nos résultats et ceux obtenus à MILAN et PADOUE par l'analyse de photographies identiques aux nôtres. Avec un lot total de 135 $K^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$ et de 29 $K^\circ \to \pi^\circ\pi^\circ\pi^\circ$, on aboutit aux valeurs suivantes :

Désintégration $K_L^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$

Paramètre intervenant dans $|\mathcal{M}|^2 = (1 + \gamma \frac{T^*_{\pi^\circ}}{M_{K^\circ}})$: $\gamma = -(7{,}7 \begin{smallmatrix} +\,0{,}9 \\ -\,1{,}1 \end{smallmatrix})$

Taux absolu de désintégration : $\Gamma_L(+-o) = (2{,}67 \begin{smallmatrix} +\,0{,}28 \\ -\,0{,}27 \end{smallmatrix}) \, 10^6 \ s^{-1}$

Désintégration $K_L^\circ \to \pi^\circ\pi^\circ\pi^\circ$

Taux absolu de désintégration : $\Gamma_L(ooo) = (4{,}92 \begin{smallmatrix} +\,1{,}08 \\ -\,0{,}92 \end{smallmatrix}) \, 10^6 \ s^{-1}$

Nous ferons au chapitre VII la comparaison entre ces résultats et les prédictions de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ non leptonique.

$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Distribution
en temps de vol
et courbe $K^0_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

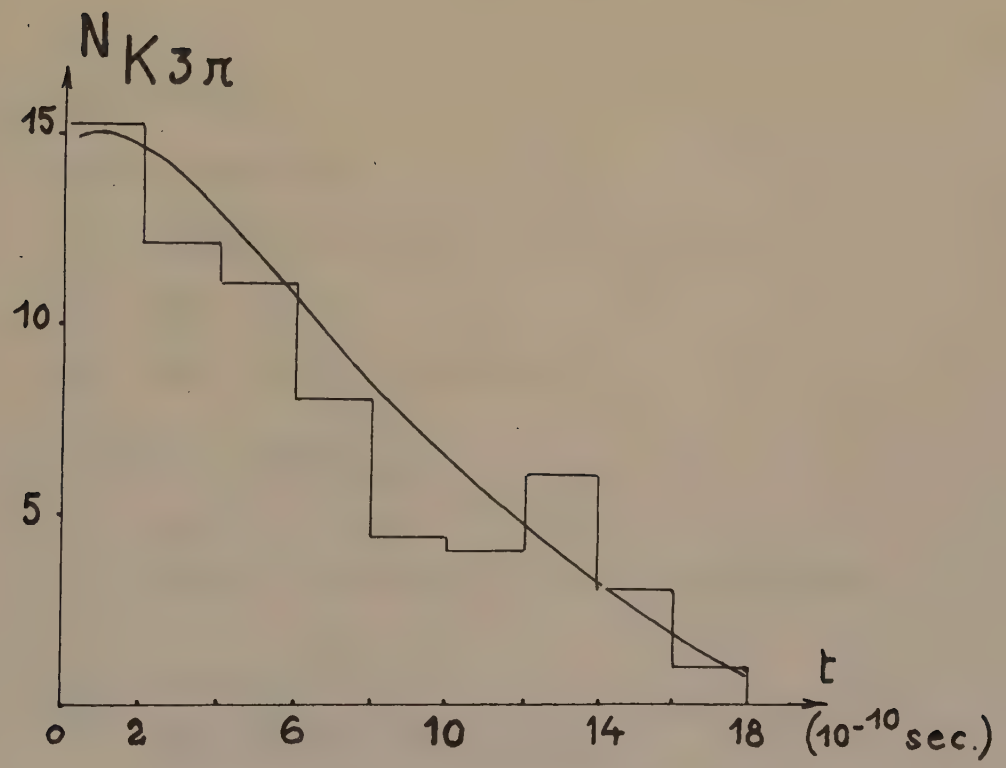


Fig. 3

CHAPITRE VII

LES REGLES DE SELECTION ET NOTRE EXPERIENCE. MESURE DE LA VIE MOYENNE DU K_L^o

SOMMAIRE

		Pages
A.	INTRODUCTION	152
B.	MODES LEPTONIQUES.	
	1) *Différence de masse* $\Delta m = \| m_{K_S^o} - m_{K_L^o} \|$.	152
	2) *Règle* $\Delta S = \Delta Q$.	157
	3) *Règle* $\|\Delta I\| = \frac{1}{2}$ *leptonique.*	160
C.	MODES NON LEPTONIQUES.	
	1) *Mode* $K^o \to \pi^+ \pi^- \gamma$.	165
	2) *Modes* $K^o \to 3\pi$ *et règle* $\|\Delta I\| = \frac{1}{2}$ *non leptonique.*	166
D.	VIE MOYENNE τ_L DU K_L^o.	
	1) *Déterminations diverses de* τ_L.	171
	2) *Détermination de* τ_L *dans notre expérience.*	173
	3) *Conclusion.*	175

*
* *
*

A. INTRODUCTION

Après avoir présenté l'étude de chacun des modes de désintégration $K^\circ \to \pi\mu\nu$, $K^\circ \to \pi e\nu$ et $K^\circ \to 3\pi$, nous allons rassembler les résultats obtenus dans un double but :

- d'une part ces résultats nous serviront à voir dans quelle mesure sont respectées les règles de sélection leptoniques ($\Delta S = \Delta Q$, $|\Delta I| = \frac{1}{2}$) et non leptonique ($|\Delta I| = \frac{1}{2}$).
- d'autre part nous obtiendrons, en additionnant les divers taux partiels de désintégration, une estimation du taux de désintégration total, donc de la vie moyenne du K°_L.

C'est dans cette optique que nous allons reprendre tous nos résultats, en les comparant au passage à ceux obtenus par d'autres expérimentateurs.

B. MODES LEPTONIQUES

I) *Différence de masse* $\Delta m = |m_{K^\circ_S} - m_{K^\circ_L}|$

a) Méthodes de mesure de Δm :

On connait trois méthodes de mesure de Δm :

α) Interférence $K^\circ_S . K^\circ_L$ et interaction forte de K° (réf. VII.1)

On part d'un faisceau contenant une proportion déterminée de K° et de $\overline{K^\circ}$ à un instant origine (par exemple, dans une expérience utilisant $\bar{p}p \to K\bar{K}$, on a $K^\circ/\overline{K^\circ} = 1/1$; dans les réactions $K^+n \to K^\circ p$ ou $\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$, on a $K^\circ/\overline{K^\circ} = 1/0$). Dans le cas où l'on a un flux purement K° à $t = 0$, l'intensité de chaque composante (K° ou $\overline{K^\circ}$) à un instant ultérieur petit devant τ_L est :

$$I_{K^\circ}(t, \Delta m) \propto 1 + e^{-t/\tau_S} \pm 2 \cos \Delta m t \, . \, e^{-t/\tau_S}$$

(signe + pour K° et - pour $\overline{K^\circ}$)

On détermine I(t, Δm) donc Δm, par étude de la distribution en temps des interactions de K° (ou de $\overline{K^\circ}$) qui "signent" l'étrangeté du K (interactions fortes donnant $K^\pm$, Λ°).

β) Interférence K_S° . K_L° et désintégration leptonique des K° (réf. VII.2).

Partant d'un faisceau purement K° à t = 0, on détermine le terme d'interférence entre K° et $\overline{K^\circ}$, donc Δm, par la forme de la dis-tribution en temps des désintégrations $K^\circ_{S,L} \to \pi \ell \nu$. C'est la méthode que nous avons nous-mêmes employée, et présentée au chap. V; elle est identique à la méthode précédente dans le cas où la règle $\Delta S = \Delta Q$ est vraie.

γ) Régénération $K_L^\circ \to K_S^\circ$ (réf. VII.3).

On part d'un faisceau de K_L°; en traversant une certaine épaisseur ℓ d'un matériau dense, il redonne une onde K_S°, par régénération cohérente sur l'ensemble des noyaux. On montre (voir par exemple VII.3 ou VII.13) que l'intensité de l'onde K_S° à la sortie du régénérateur dépend de ℓ, de Δm et de λ_S (longueur moyenne de désintégration du K_S°), et est proportionnelle à :

$$I_{K_S^\circ}(\ell, \Delta m) \propto 1 + e^{-\ell/\lambda_S} - 2 \cos \left(\Delta m \cdot \frac{\ell}{\lambda_S}\right) e^{-\ell/2\lambda_S}.$$

On mesure $I(\ell, \Delta m)$ en comptant le nombre de désintégrations $K_S^\circ \to \pi^+\pi^-$ en fonction de ℓ.

Ces trois méthodes ne permettent pas d'atteindre le signe de la différence de masse (puisque Δm apparaît comme argument d'un cosinus). Pour faire intervenir un terme en sin $\Delta m\, t$, on peut soit faire une double régénération $K^o_L \rightarrow K^o_S$ dans deux absorbants successifs de nature différente (réf. VII.4) soit étudier les interférences $K^o_S - K^o_L$ dans un faisceau de K^o ayant subi des scatterings sur protons (VII.5).

Une expérience du second type avait abouti en 1963 à $m_{K^o_L} > m_{K^o_S}$; mais les auteurs sont revenus depuis sur cette conclusion (voir réf. VII.6). Quoi qu'il en soit, nous n'en dirons pas plus sur le signe de Δm, vu qu'il n'est pas nécessaire de le connaître pour notre expérience.

b) Résultats expérimentaux.

Le tableau ci-après donne, dans l'ordre chronologique, les diverses déterminations de Δm. Dans la colonne "méthode utilisée", les lettres α, β, γ se réfèrent aux § α, β et γ précédents (α = interférence et interactions fortes de K^o, β = interférence et désintégrations leptoniques, γ = régénération).

Référence	Méthode utilisée	Technique employée (*)	Valeur de Δm (unités $\hbar/c^2\tau_S$)
BOLDT, VII.7	α	$K^o \rightarrow$ hypérons détectés dans plaque en C.W.	$\Delta m < 10$
GOOD, VII.8	γ	Régénérateur (Fe, Pb) $\Rightarrow K_S^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ dans C.B.L.L.	$0,84^{+0,29}_{-0,22}$
FITCH, VII.9	α	Interactions de $\overline{K^o}$ dans 2ème cible $\Rightarrow K^-$ dans C.	$1,9 \pm 0,3$
CAMERINI, VII.10	α	$K^+n \rightarrow K^op$, et interactions $\overline{K^o} \rightarrow \Lambda^o$, dans C.B.L.L.	$1,5 \pm 0,2$
FUJII, VII.11	γ	Régénérateur (Fe) $\Rightarrow K_S^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ dans C.E.	$0,82 \pm 0,12$ (**)
CHRISTENSON, VII.12	γ	2 absorbeurs Cu à distance variable $\Rightarrow K_S^o$ dans C.E.	$0,5 \pm 0,1$
FITCH, VII.13	γ	Régénérateur (Be) $\Rightarrow K_S^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ dans C.E. avec champ magnétique.	$\Delta m \leq 0,6$
VISHNEVSKY, VII.14	γ	Régénérateur (Cu, Al) $\Rightarrow K_S^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ dans C.E.	$0,82 \pm 0,14$
BALDO CEOLIN, VII.15	β	$K^+n \rightarrow K^op$ et $K^o \rightarrow \pi e \nu$ dans C.B.L.L.	$0,23^{+0,32}_{-0,23}$
STEINBERGER, VII.16	γ	Régénérateur (Cu) $\Rightarrow K_S^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ dans C.E. avec champ magnétique.	$0,45 \pm 0,06$
MEISNER, VII.17	α	$\bar{p}\,p \rightarrow K^o\overline{K^o}$ et $\overline{K^o} \rightarrow$ hypérons dans C.B.H.	$0,65 \pm 0,30$
WINTER, VII.49	γ	Régénérateur (C) $\Rightarrow$ interférence entre K_S^o régénéré et $K_L^o \rightarrow \pi^+\pi^-$.	$0,50^{+0,16}_{-0,23}$
Notre exp., VII.18	β	$K^+n \rightarrow K^op$, et $K^o \rightarrow \pi e \nu$ dans C.B.L.L.	$0,5 \pm 0,2$

(*) C.B.H. : chambre à bulles à hydrogène.
C.B.L.L. : chambre à bulles à liquide lourd.
C. : compteurs.
C.E. : chambre à étincelles.
C.W. : chambre de WILSON.

(**) ou plus récemment : $0,72 \pm 0,15$ (cité par M.L. GOOD, réf. VII.47).

Les résultats VII.9 et VII.10, obtenus par une méthode d'interférence, sont nettement supérieurs à ceux des expériences de régénération, ce qui a fait soupçonner une différence de comportement des K^o dans ces deux processus. Mais les valeurs élevées trouvées en VII.9 et VII.10 peuvent aussi s'expliquer par des effets systématiques conduisant à surestimer Δm.(*)

Quoi qu'il en soit, une expérience récente et plus riche en statistique (réf. VII.17) donne, par méthode d'interférence, un résultat compatible avec ceux obtenus par régénération. (Voir une critique détaillée de toutes ces expériences en réf. VII.47).

c) Conclusion.

La valeur de Δm que nous avons obtenue $(0,5 \pm 0,2)$ est en excellent accord avec le résultat de STEINBERGER et al. $(0,45 \pm 0,06)$ qui est le plus précis connu actuellement.

C'est cette dernière valeur que nous adopterons pour la suite de ce chapitre.

(*) Pour VII.9, surestimation du moment des K^-, donc des $\overline{K^o}$, ce qui "contracte" l'échelle des temps, ce qui revient à augmenter Δm.

Pour VII.10, rejet des événements à plus de 3 origines possibles, et absence de coupure en temps minimum, ce qui fait prendre à tort des désintégrations $K^o_S \to \pi^+\pi^-$ proches de leur origine pour des interactions de $\overline{K^o}$. Ces deux effets peuvent augmenter la valeur apparente de Δm. D'autre part, l'efficacité de détection est faible et mal déterminée pour $t \gtrsim 6\tau_S$, vu la petite taille de la chambre.

2) Règle $\Delta S = \Delta Q$.

Nous avons déjà dit comment on pouvait vérifier la validité de cette règle dans les désintégrations $K^\circ \to \pi \ell \nu$ (ch. I, p. 22 et 28, ch. V, p. 109).

Nous allons donc présenter directement les expériences qui ont permis de mesurer le paramètre x, rapport des amplitudes ($\Delta S = -\Delta Q$) et ($\Delta S = \Delta Q$). Puis nous citerons à titre de comparaison, les résultats relatifs à la règle $\Delta S = \Delta Q$ dans les désintégrations $K^+ \to \pi^\circ e \nu$ et $\Sigma^\pm \to \ell n \nu$. Enfin, nous tirerons de notre propre expérience les conclusions relatives à la règle $\Delta S = \Delta Q$ lorsqu'on compare $\Gamma_{L_\beta}(K^\circ_L \to \pi e \nu)$ et $\Gamma^+_\beta(K^+ \to \pi^\circ e^+ \nu)$.

a) Expériences de mesure du paramètre x :

Le tableau ci-dessous résume les 6 expériences de mesure de x dans les modes $K^\circ \to \pi \ell \nu$:

Référence	Technique utilisée		Nombre d'événements	Résultat
ELY, VII.19	$K^+ n \to K^\circ p$	dans C.B.L.L.(*)	28 $K^\circ \to \pi e \nu$	$x = 0,55^{+0,08}_{-0,12}$
ALEXANDER, VII.20	$\pi^- p \to \Lambda^\circ K^\circ$	dans C.B.H.	22 $K^\circ \to \pi \ell \nu$	$x = 0,41^{+0,11}_{-0,24}$
FRANZINI, VII.21	$\bar{p}\, p \to K^\circ \bar{K}^\circ$	dans C.B.H.	109 $K^\circ \to \pi \ell \nu$	$x = 0,1 \pm 0,2$
CESTER, VII.22	π^-+cible $\to \Lambda^\circ K^\circ$	dans C.E.	19 $K^\circ \to \pi e \nu$	$x = 0,2^{+0,3}_{-1,2}$
BALDO-CEOLIN, VII.15	$K^+ n \to K^\circ p$	dans C.B.L.L.	63 $K^\circ \to \pi e \nu$	$x = -0,32 \pm 0,16$
Notre exp., VII.18	$K^+ n \to K^\circ p$	dans C.B.L.L.	173 $K^\circ \to \pi e \nu$	$x = -0,1 \pm 0,1$

(*) Abréviations définies en note page 155.

Les deux premiers résultats (VII.19 et VII.20), parus en 1962, contredisaient la règle $\Delta S = \Delta Q$; mais la forte valeur trouvée pour x peut s'expliquer aussi par l'imperfection de la méthode d'analyse employée alors(*). Si l'on oublie ces deux premières mesures de x pour ne garder que les quatre dernières (publiées après 1964, et plus riches en événements), on constate que trois d'entre elles sont compatibles avec x = 0 à un écart, et une, à deux écarts. On peut donc dire que la violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$ est, sinon nulle, du moins très faible, dans les désintégrations $K^0 \to \pi \ell \nu$ (WILLIS donne 10 % comme limite supérieure de violation, à 90 % de chances; réf. VII.24).

b) Autres expériences en relation avec la règle $\Delta S = \Delta Q$.

On sait que cette règle a également des conséquences dans les désintégrations $K^+ \to \pi \pi e \nu$ et $\Sigma \to n \ell \nu$. Rappelons pour mémoire les résultats obtenus dans ces domaines :

- Pour le mode Ke_4, la règle $\Delta S = \Delta Q$ interdit $K^+ \to \pi^+ \pi^+ e^- \nu$ et autorise $K^+ \to \pi^+ \pi^- e^+ \nu$. Deux groupes d'expérimentateurs (réf. VII.23) ont trouvé une centaine de Ke_4^+ pour un seul candidat Ke_4^-; WILLIS en déduit (réf. VII.24 p. 163) une limite supérieure de 6 % (à 90 % de chances) pour le rapport $\Gamma(Ke_4^-)/\Gamma(Ke_4^+)$.

- Quant aux désintégrations de Σ, plus de 200 $\Sigma^- \to n \ell^- \nu$ ($\Delta S = \Delta Q$) ont été recensés (réf. VII.25) alors qu'on ne connait que 2 événements $\Sigma^+ \to n \ell^+ \nu$ ($\Delta S = -\Delta Q$), dont l'interprétation reste contestée par certains. Quoi qu'il en soit, on admet (réf. VII.26) une limite supérieure de 10 % pour le rapport des taux $\Gamma(\Sigma \ell^+)/\Gamma(\Sigma \ell^-)$.

(*) Pour VII 19, pas de pondération des origines multiples, donc utilisation des seuls évènements à une origine, ce qui favorise les évènements à petit temps de vol, donc augmente le rapport Γ_S / Γ_L et x.

Pour VII 20, mauvaise distinction entre $\pi \ell \nu$ et $\pi \pi \gamma$. Ne gardant que les 14 évènements incompatibles avec $\pi \pi \gamma$, VII 20 donne d'ailleurs en note : $x = 0,37 \, {}^{+0,16}_{-0,35}$.

c) Conclusions de notre expérience relatives à x et Γ_L .

Notre étude des Kβ a donné pour x une valeur compatible avec zéro. Une autre manière de "chiffrer" la validité de la règle $\Delta S = \Delta Q$ est la mesure de l'amplitude a_{33} ($\Delta I = \Delta I_3 = \frac{3}{2}$) qui doit être nulle si $\Delta S = \Delta Q$.

Nous avons vu en effet (chap. I, p. 24) que les taux de désintégrations $K^o_S \to \pi \ell \nu$, $K^o_L \to \pi \ell \nu$ et $K^+ \to \pi^o \ell^+ \nu$ (*) s'exprimaient en fonction des amplitudes a_{11}, a_{31} et a_{33} :

$$\begin{cases} \sqrt{3\Gamma_S} = | \sqrt{2}\, a_{11} + a_{31} + \sqrt{3}\, a_{33} | & (1) \\ \sqrt{3\Gamma_L} = | \sqrt{2}\, a_{11} + a_{31} - \sqrt{3}\, a_{33} | & (2) \\ \sqrt{3\Gamma_+} = | \quad a_{11} - \sqrt{2}\, a_{31} | & (3) \end{cases}$$

A l'aide de la relation $\left(\frac{1+x}{1-x}\right)^2 = \frac{\Gamma_S}{\Gamma_L}$, et de l'hypothèse de réalité des amplitudes a_{33}, a_{31} et a_{11} (conséquences de la conservation de PC), ces relations donnent :

$$\begin{cases} a_{11} = \frac{1}{\sqrt{6}} \left[\sqrt{\Gamma_S} + \sqrt{\Gamma_L} + \sqrt{2\Gamma_+} \right] = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{\sqrt{2\Gamma_L}}{1-x} + \sqrt{\Gamma_+} \right] & (4) \\ a_{31} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[\sqrt{\Gamma_S} + \sqrt{\Gamma_L} - 2\sqrt{2\Gamma_+} \right] = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{\sqrt{\Gamma_L}}{1-x} - \sqrt{2\Gamma_+} \right] & (5) \\ a_{33} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\Gamma_S} - \sqrt{\Gamma_L} \right] = \frac{x}{1-x} \sqrt{\Gamma_L} & (6) \end{cases}$$

Numériquement, on a :

$$\begin{cases} \Gamma_+ = (3{,}61 \pm 0{,}20) 10^6 \text{ sec}^{-1} \\ \Gamma_L = (7{,}56 \pm 0{,}83) 10^6 \text{ sec}^{-1} \\ x = -0{,}1 \pm 0{,}1 \end{cases} \longrightarrow \begin{array}{l} \text{(réf. I.5, p. 130)} \\ \text{Valeurs les plus probables déduites} \\ \text{de notre étude des Kβ (cfr. p. 129-130).} \end{array}$$

(*) La désintégration du K^+ n'a rien à voir avec la règle $\Delta S = \Delta Q$. Cependant, si on fait l'hypothèse raisonnable que le courant ($K^+ \to \pi^o$) a les mêmes propriétés de spin isotopique que le courant ($K^o \to \pi^\pm$), alors on peut écrire la relation (3), ce qui permet d'avoir 3 équations pour les 3 inconnues a_{11}, a_{31}, a_{33}.

On aboutit à :

$$\frac{a_{33}}{a_{11}} = - 0,08 \pm 0,08$$

(et en outre : $\frac{a_{31}}{a_{11}} = - 0,03 \pm 0,04$).

L'amplitude (3/2,3/2) est donc, sinon inexistante, du moins très faible par rapport à l'amplitude (1/2,1/2), ce qui milite fortement en faveur de la règle $\Delta S = \Delta Q$.

3) *Règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ leptonique.*

Nous avons vu au chapitre I (page 24) que cette règle entraîne les égalités suivantes entre taux de désintégrations leptoniques de K_L^o et K^+:

$$\Gamma_e^o = 2\Gamma_e^+ \quad (*) \qquad (7)$$

$$\Gamma_\mu^o = 2\Gamma_\mu^+ \qquad (8)$$

Nous allons présenter les expériences relatives à la mesure de Γ_e^o et Γ_μ^o; puis nous en tirerons des conclusions, en développant particulièrement les résultats de notre expérience.

a) Expériences relatives à la mesure de Γ_e^o et Γ_μ^o .

Le tableau ci-après permet de se référer aux diverses publications qui donnent des résultats sur les taux de désintégrations leptoniques du K_L^o .

(*) Nous ne parlons plus que de $\Gamma_\ell^o = \Gamma_\ell^o (K_L^o \to \pi \ell \nu)$, puisque $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ implique $\Delta S = \Delta Q$, donc $\Gamma^o (K_L^o \to \pi \ell \nu) = \Gamma^o (K_S^o \to \pi \ell \nu)$.

Référence	Technique	Y-a-t-il distinction entre Kμ et Kβ ?	Résultat
ADAIR, VII.27	C.B.H.(*)	Non, mais étude du spectre en p_ν^*	$\Gamma_\mu^\circ/\Gamma_e^\circ = 0{,}81 \pm 0{,}19$
DE BOUARD, I.12	C.	Oui (Čerenkov et absorbeur).	$\Gamma_\mu^\circ/\Gamma_e^\circ = 0{,}78 \pm 0{,}15$
LUERS, VII.28	C.B.H.	Oui (ionisation + cinématique).	$\Gamma_\mu^\circ/\Gamma_{\text{chargés}}^\circ = 0{,}356 \pm 0{,}07$ $\Gamma_e^\circ/\Gamma_{\text{chargés}}^\circ = 0{,}487 \pm 0{,}05$
ASTBURY, VII.29	C.W.	Oui (ionisation + cinématique).	$\Gamma_\mu^\circ/\Gamma_{\text{chargés}}^\circ = 0{,}39^{+0{,}08}_{-0{,}10}$ $\Gamma_e^\circ/\Gamma_{\text{chargés}}^\circ = 0{,}46^{+0{,}08}_{-0{,}10}$
AUERBACH, VII.30	C.E.	Non; mesure de $\Gamma_{\text{chargés}}^\circ$	$\Gamma_\mu^\circ + \Gamma_e^\circ = (13{,}2 \pm 1{,}6)10^6\ s^{-1}$
FRANZINI, VII.21	C.B.H.	Non; mesure de $\Gamma_e^\circ + \Gamma_\mu^\circ$	$\Gamma_\mu^\circ + \Gamma_e^\circ = (9{,}85^{+1{,}15}_{-1{,}05})10^6\ s^{-1}$
Notre expérience	C.B.L.L.	Oui (reconnaissance directe de e et μ).	$\Gamma_\mu^\circ = (4{,}54^{+1{,}24}_{-1{,}08})10^6\ s^{-1}$ $\Gamma_e^\circ = (7{,}31 \pm 0{,}73)10^6\ s^{-1}$

b) Comparaison avec les prévisions de la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$

Les six premières expériences citées ci-dessus mesurent, soit des rapports de branchement, soit le taux de désintégration leptonique total (notre expérience étant la seule à déterminer indépendamment Γ_e° et Γ_μ°).

(*) Abréviations définies en note page 155 .

Aussi la comparaison des chiffres ci-dessus avec les prévisions de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ est-elle plus commode si l'on remplace les relations (7) et (8) par les relations équivalentes :

$$\Gamma_e^o + \Gamma_\mu^o = 2(\Gamma_e^+ + \Gamma_\mu^+) \qquad (9)$$

$$\Gamma_\mu^o/\Gamma_e^o = \Gamma_\mu^+/\Gamma_e^+ \qquad (10)$$

Prenant pour Γ_e^+ et Γ_μ^+ les valeurs admises actuellement (réf. I.5, p. 130) :

$$\Gamma_e^+ = (3{,}61 \pm 0{,}20)\ 10^6\ \text{sec}^{-1}$$

$$\Gamma_\mu^+ = (2{,}55 \pm 0{,}28)\ 10^6\ \text{sec}^{-1}$$

et prenant pour Γ_e^o et Γ_μ^o les meilleures estimations déduites des résultats du tableau ci-dessus ($\Gamma_e^o = (7{,}45 \pm 0{,}50)\ 10^6$ et $\Gamma_\mu^o = (5{,}49 \pm 0{,}50)\ 10^6$), TRILLING donne (réf. I5, p. 123) :

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\Gamma_e^o + \Gamma_\mu^o}{\Gamma_e^+ + \Gamma_\mu^+} = 1{,}05 \pm 0{,}08 \qquad (11)$$

$$\frac{\Gamma_\mu^o}{\Gamma_\mu^+} \times \frac{\Gamma_e^+}{\Gamma_e^o} = 1{,}04 \pm 0{,}15 \qquad (12)$$

ce qui est en excellent accord avec les prévisions (9) et (10) de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$.

c) Conclusions particulières de notre expérience :

α) Si l'on ne prend que les valeurs de Γ^o_e et Γ^o_μ déduites de notre expérience ($\Gamma^o_e = 7{,}31 \pm 0{,}73.10^{-6}$ et $\Gamma^o_\mu = 4{,}54 \pm 1{,}16.10^{-6}$), on trouve alors pour les rapports (11) et (12) :

$$\frac{\Gamma^o_\ell}{2\Gamma^+_\ell} = \frac{11{,}85 \pm 1{,}37}{12{,}32 \pm 0{,}69} = 0{,}96 \pm 0{,}12$$

$$\frac{\Gamma^o_\mu}{\Gamma^+_\mu} \cdot \frac{\Gamma^+_e}{\Gamma^o_e} = 0{,}88 \pm 0{,}27$$

ce qui vérifie bien la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$.

β) Pour essayer de chiffrer le "pourcentage de violation éventuelle" de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$, on peut reprendre les expressions (4), (5) et (6) avec $x = 0$ et $a_{33} = 0$, mais $a_{31} \neq 0$. De nos valeurs de Γ^o_μ et Γ^o_e, on déduit alors :

$$\frac{a_{31}}{a_{11}} = 0{,}01 \pm 0{,}02$$

ce qui est très compatible avec la valeur zéro prévue par $|\Delta I| = \frac{1}{2}$.

γ) Pour terminer, remarquons que la valeur que nous trouvons pour $\frac{\Gamma^o_\mu}{\Gamma^o_e}$ permet d'évaluer le rapport des facteurs de formes f_+ et f_- qui interviennent dans l'élément de matrice de la transition $K^o \to \pi\ell\nu$, écrit sous la forme :

$$\mathcal{M} \propto f_+(P_K + P_\pi) + f_- (P_K - P_\pi)$$

Si l'on suppose que f_- et f_+ sont réels (par invariance T), indépendants du quadrimoment de transfert $q^2 = (P_K - P_\pi)^2$ (*), et identiques pour Kβ et Kμ (**), on s'attend alors (réf. VII.31) à :

$$\frac{\Gamma_\mu^\circ}{\Gamma_e^\circ} = 0,65 + 0,124\ \xi + 0,019\ \xi^2 \qquad (13)$$

avec $\xi = \dfrac{f^-}{f^+}$.

Expérimentalement, nous trouvons :

$$\frac{\Gamma_\mu^\circ}{\Gamma_e^\circ} = 0,62 \pm 0,17$$

ce qui donne (***)

$$\xi = -\ 0,3 \pm 1,5$$

(*) - Il faut noter que FISHER et al., dans une étude récente du spectre en p_π^* de $K^\circ \to \pi e \nu$ infirment l'hypothèse d'indépendance de f_+ par rapport à l'énergie. Supposant une dépendance linéaire $f_+ = 1 + \lambda \dfrac{q^2}{m_\pi^2}$, ces auteurs trouvent (réf. VII.32) $\lambda = 0,15 \pm 0,04$, alors qu'une expérience précédente (réf. VII.28) avait donné $\lambda = 0,07 \pm 0,06$.

(**) - Tout au moins quant à ce qui concerne f_+, puisque le terme en f_- est proportionnel à m_ℓ, donc n'intervient pas dans $K^\circ \to \pi e \nu$.

(***) - Par analogie avec le K^+, on exclut la solution élevée $\xi = -\ 6,2$ (résultats de mesure de la polarisation du μ^+ de $K^+ \to \pi \mu \nu$; voir aussi arguments théoriques en référence VII 33).

C. MODES NON LEPTONIQUES

Nous allons rappeler notre résultat concernant le mode $K^o \to \pi^+\pi^-\gamma$, puis analyser les résultats concernant les modes $K^o \to 3\pi$ et la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ non leptonique.

I) Mode $K^o \to \pi^+\pi^-\gamma$

Une étude déjà ancienne (réf. VI.1) nous a permis de vérifier que le mode $K^o \to \pi^+\pi^-\gamma$ pouvait s'interpréter dans le cadre de la théorie du bremsstrahlung interne du K_S^o, sans faire appel au mécanisme de l'émission directe.

Nous avions obtenu le chiffre suivant :

$$\frac{\Gamma(K_S^o \to \pi^+\pi^-\gamma)}{\Gamma(K_S^o \to \pi^+\pi^-)}\ (*) \quad = \quad (2{,}3 \pm 1{,}3)10^{-3}$$

Quand au mode $K_L^o \to \pi^+\pi^-\gamma$, nous citerons simplement le résultat récent de NEFKENS et al. (réf. VI 4).

$$\frac{\Gamma(K_L^o \to \pi^+\pi^-\gamma)}{\Gamma(K_L^o \to \text{tout})} < 3.10^{-3} \quad \text{à 85 \% de chance.}$$

Vu l'ordre de grandeur de ce rapport, nous serons en droit de négliger le mode $\pi\pi\gamma$ lors du calcul de τ_L au § D.

(*) Avec $E_\gamma^* > 50$ MeV.

2) Les modes $K^o \to 3\pi$ et la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ non leptonique.

Nous allons rappeler les prédictions de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ non leptonique, citer les expériences en rapport avec cette règle, et développer plus spécialement les résultats de notre propre expérience.

a) Prédictions de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ non leptonique.

Cette règle permet de relier entre eux les différents taux de désintégration $\Gamma^+(K^+ \to 3\pi)$ et $\Gamma^o(K^o \to 3\pi)$, comme nous l'avons dit au chapitre I page 26.

Elle permet également des comparaisons entre la forme des spectres en énergie des π, dans le centre de masse du K^o ou du K^+. Cette comparaison se fait en supposant (réf. VI.5) que l'élément de matrice de la transition $K \to 3\pi$ dépend linéairement de l'énergie cinétique T_π (au centre de masse) du "π singulier" (qui est le π^- dans $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$, le π^+ dans $K^+ \to \pi^+\pi^o\pi^o$, le π^o dans $K^o \to \pi^+\pi^-\pi^o$). La forme du spectre attendu pour T_π est alors (voir I.5, p. 121) :

$$\frac{dN}{dT_\pi} \propto 1 + 2\sigma \frac{M_K T_\pi^{max}}{m_\pi^2} \left(2 \frac{T_\pi}{T_\pi^{max}} - 1 \right) \qquad (14)$$

où T_π^{max} est l'énergie maximum du π au centre de masse. Les prédictions de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ sont les suivantes :

$$\Gamma_o(ooo) = 1{,}83 \ \Gamma_o(+-o) \qquad (15)$$

$$\Gamma_+(+oo) = 0{,}31 \ \Gamma_+(++-) \qquad (16)$$

$$\Gamma_o(+-o) = 1{,}96 \ \Gamma_+(+oo) \qquad (17)$$

$$\Gamma_o(ooo) = 1{,}496 \ \Gamma_+(++-) - 1{,}200 \ \Gamma_+(+oo) \qquad (18)$$

$$\sigma_+(+oo) = -2 \ \sigma_+(++-) \qquad (19)$$

$$\sigma_o(ooo) = o \qquad (20)$$

$$\sigma_+(+oo) = \sigma_o(+-o) \qquad (21)$$

Mais certaines de ces relations peuvent aussi être obtenues sans supposer la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ (*) . En effet (15) et (16) sont encore vraies si l'on admet seulement que le système final 3π est dans un état de spin isotopique $I = 1$, soit complètement symétrique, soit avec une fonction d'espace linéaire. Or l'état $I = 1$ peut être obtenu aussi bien par la transition $\Delta I = \frac{1}{2}$ que $\frac{3}{2}$. De même, pour obtenir (19), il suffit que l'expression (14) soit valable et que le système final 3π soit dans l'état $I = 1$. Quant à la relation (20), elle résulte simplement du fait que la seule fonction d'espace linéaire, symétrique par rapport aux énergies des 3π, est une constante.

En conclusion, les relations (15), (16) et (19) sont des tests de l'absence de $\Delta I = \frac{5}{2}$ ou $\frac{7}{2}$, tandis que (17), (18) et (21) sont des prédictions spécifiques de la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$.

b) Expériences relatives aux modes $K \to 3\pi$.

Nous rassemblons ci-dessous les expériences ayant permis de déterminer les taux de désintégrations $K^o \to 3\pi$ ou les rapports de branchements $(K^o \to 3\pi)/(K^o \to \text{chargés})$. Quand il y a lieu, nous donnons dans la dernière colonne la pente γ du spectre en T_π^* supposé de la forme :

$$|\mathcal{M}|^2 \propto 1 + \gamma \frac{T_\pi^*}{M_K}$$

forme plus souvent utilisée par les expérimentateurs que la forme (14). Néanmoins, les comparaisons entre spectres de K^+ et de K^o doivent se faire à l'aide du paramètre σ (**).

(*) Pour une étude détaillée, voir par exemple réf. I.11, p. 345.

(**) γ et σ sont reliés par $\gamma = \dfrac{4\sigma M_K^2}{m_\pi^2 - 2\sigma M_K T_{Max}^\pi}$.

Référence	Technique employée	Valeurs de Γ (unité : 10^6 sec^{-1})	Valeurs de γ
LUERS VII 28	K_L^o dans C.B.H.(*) Séparation cinématique des $(\pi^+\pi^-\pi^o)$ et des $(\pi \ell \nu)$.	$\frac{\Gamma(+-o)}{\Gamma(ch)} = 0,157 \pm 0,03$	$\gamma_{(+-o)} = -7,3^{+1}$
ADAIR VII 27	K_L^o dans C.B.H. Séparation cinématique.	$\frac{\Gamma(+-o)}{\Gamma(ch)} = 0,151 \pm 0,02$	$\gamma_{(+-o)} = -7,1^{+1}$
ASTBURY VII 29	$\pi^- p \to \Lambda K$ dans C.W. Fit statistique du spectre en P_{K^o}.	$\frac{\Gamma(+-o)}{\Gamma(ch)} = 0,15 \, {}^{+0,03}_{-0,04}$	
ASTBURY VII 34	K_L^o dans C.B.H. Etude du spectre en $P^*_{\pi^o}$.	$\frac{\Gamma(+-o)}{\Gamma(ch)} = 0,159 \pm 0,015$	$\gamma_{(+-o)} = -(7,3^{+0}_{-0}$
HOPKINS VII 35	K_L^o dans C.B.H. Ionisation et cinématique ($Q\pi^+\pi^- < 90$ MeV).	$\frac{\Gamma(+-o)}{\Gamma(ch)} = 0,144 \pm 0,006$	$\gamma_{(+-o)} = -7,9^{+0,}$
GUIDONI VII 36	K_L^o dans C.B.H. Etude du spectre en $T^*_{\pi^o}$.	$\frac{\Gamma(+-o)}{\Gamma(ch)} = 0,178 \pm 0,017$	$\gamma_{(+-o)} = -5,8^{+1,}$
HAWKINS VII 48	$\pi^- p \to \Lambda^o K^o$ dans C.B.H. Spectre en masse manquante $\to m_{\pi^o}$.	$\frac{\Gamma(+-o)}{\Gamma(ch)} = 0,162 \pm 0,015$	$\gamma_{(+-o)} = -8,6^{+0,}$
ANIKINA VII 37	K_L^o dans C.W. Détection des paires de Dalitz des $3\pi^o$.	$\frac{\Gamma(ooo)}{\Gamma(ch)} = 0,24 \pm 0,08$	
ALEKSANYAN VII 38	K_L^o dans C.B.L.L. Détection des $3\pi^o$ à 3, 4, 5 et 6 γ vus.	$\frac{\Gamma(ooo)}{\Gamma(ch)} = 0,20 \pm 0,06$	
FRANZINI VII 21	$p\bar{p} \to \bar{K}^o K^o$ dans C.B.H. Ionisation et cinématique.	$\Gamma(+-o) = 1,4 \pm 0,4$	
ANSERSON VII 39	$\pi^- p \to \Lambda K$ dans C.B.H. Ionisation et cinématique.	$\Gamma(+-o) = 3,26 \pm 0,77$	
Notre exp. VII 40	$K^+ n \to K^o p$ dans C.B.L.L. Reconnaissance directe des $\pi^o \to \gamma\gamma$.	$\Gamma(+-o) = 2,67 \pm 0,28$ $\Gamma(ooo) = 4,92^{+1,08}_{-0,92}$	$\gamma_{(+-o)} = -(7,7^{+0,}_{-1,}$

(*) Voir abréviations utilisées en note page 155.

Une compilation de tous ces résultats (réf. I.5, p. 134) donne comme meilleures estimations :

$$\begin{cases} \Gamma_o(+-o) = (2,36 \pm 0,13)10^6 s^{-1} \\ \Gamma_o(ooo) = (4,61 \pm 0,55)10^6 s^{-1} \\ \sigma_o(+-o) = - 0,24 \pm 0,02 \end{cases}$$

Pour $K^+ \to 3\pi$, prenons les valeurs les plus récentes : (réf. I.5, p. 130).

$$\begin{cases} \Gamma_+(++-) = (4,50 \pm 0,09)10^6 s^{-1} \\ \Gamma_+(+oo) = (1,35 \pm 0,05)10^6 s^{-1} \\ \sigma_+(++-) = + 0,093 \pm 0,011 \\ \sigma_+(+oo) = - 0,25 \pm 0,02 \end{cases}$$

c) Comparaison avec les prédictions de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$

Portant les valeurs numériques données ci-dessus, dans les relations (15) à (21) on obtient les chiffres suivants :

	Résultats Mondiaux	Résultats de notre expérience	Valeur théorique
(15) $\to \frac{\Gamma_o(ooo)}{\Gamma_o(+-o)}$	$1,90 \pm 0,25$	$1,85 \pm 0,43$	1,83
(16) $\to \frac{\Gamma_+(+oo)}{\Gamma_+(++-)}$	$0,300 \pm 0,013$		0,31
(17) $\to \frac{\Gamma_o(+-o)}{\Gamma_+(+oo)}$	$1,75 \pm 0,12$	$1,98 \pm 0,22$	1,96
(18) $\to 1,496 \frac{\Gamma_+(++-)}{\Gamma_o(ooo)} - 1,2 \frac{\Gamma_+(+oo)}{\Gamma_o(ooo)}$	$1,11 \pm 0,14$	$1,04 \pm 0,21$	1
(19) $\to \frac{\sigma_+(+oo)}{\sigma_+(++-)}$	$- 2,7 \pm 0,4$		- 2
(21) $\to \frac{\sigma_+(+oo)}{\sigma_o(+-o)}$	$1,04 \pm 0,11$	$0,96 \pm 0,22$	1

Que peut-on conclure au vu des résultats mondiaux :

- les prédictions (15) et (16) sont bien vérifiées dans la limite des incertitudes expérimentales, ce qui veut dire que les amplitudes $\Delta I = \frac{5}{2}$ et $\frac{7}{2}$ ont une contribution négligeable par rapport aux amplitudes $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$.

Par contre, la valeur du rapport (19) se trouve à presque 1,7 écart de la valeur attendue. Mais un tel résultat n'est cependant pas suffisant à lui seul pour être interprété comme un désaccord significatif avec les prédictions de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$.

- quant aux prédictions spécifiques de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$, elles sont en excellent accord avec les valeurs expérimentales pour les rapports (18) et (21); l'accord est un peu moins bon (1,5 écart) pour le rapport (17) (*).

d) Conclusions particulières à notre expérience

Nous constatons d'abord que nos résultats (troisième colonne du tableau précédent) sont tous compatibles à moins d'un écart avec les valeurs déduites de la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$, en particulier pour le rapport (17).

Pour rendre plus concret cet accord, nous pouvons calculer l'ordre de grandeur de la contribution d'amplitude $\frac{3}{2}$ déduit de nos résultats expérimentaux.

Si l'on admet une telle contribution, l'expression du rapport (17) s'écrit (réf. I.11, p. 353) :

$$\frac{\Gamma_L(+-o)}{\Gamma_+(+oo)} = 1{,}96 \left| \frac{S_1 + S_3}{S_1 - S_3/2} \right|^2 \qquad (22)$$

où S_1 et S_3 représentent respectivement les amplitudes $\Delta I = 1/2$ et $3/2$ aboutissant à l'état final $I = 1$ symétrique.

(*) Il faut souligner, comme le remarque TRILLING (réf. I.5, p. 120) que les valeurs expérimentales utilisées pour obtenir ce résultat sont elles-mêmes très dispersées.

Ne retenant que les termes du premier ordre en S_3/S_1, on déduit de (22) :

$$3\mathrm{Re}(S_3/S_1) \simeq \frac{1}{1,96} \cdot \frac{\Gamma_L(+-o)}{\Gamma_+(+oo)}$$

En faisant un calcul similaire pour le rapport $\Gamma_L(ooo)/\Gamma_+(+oo)$ et en groupant les deux estimations de (S_3/S_1) ainsi obtenues, on trouve

$$\mathrm{Re}(S_3/S_1) = (0,7 \pm 3,5)\%$$

On voit donc que la contribution de l'amplitude 3/2, si elle intervient, est très faible.

D. VIE MOYENNE DU K_L^o .

Nous passerons en revue les expériences de mesure de τ_L, puis nous commenterons le résultat que nous avons nous même obtenu.

1) *Diverses déterminations de* τ_L.

Les résultats publiés jusqu'en 1957 ne donnaient que des limites inférieures ou supérieures pour la valeur de τ_L (*). Des déterminations plus précises de τ_L ont été obtenues à partir de 1958 par trois voies différentes :

a) soit par mesure du taux de désintégration d'un ou plusieurs modes chargés du K_L^o dans un détecteur fixe. En déduire τ_L suppose connu par ailleurs le rapport de branchement du mode neutre aux modes chargés.

(*) Par exemple, $\tau_L > 3.10^{-8}$ s. (production associée de Λ^o et K^o par collisions $\pi^- p$ en chambre à propane, réf. VII.41) et $\tau_L \leqslant 10.10^{-8}$ s. (par étude des rayons cosmiques en chambre de Wilson, réf. VII.42).

b) soit par mesure de l'atténuation d'un faisceau de K_L^o, en comptant les désintégrations d'un type donné dans un détecteur placé successivement à plusieurs positions dans le faisceau de K_L^o.

Une telle méthode est indépendante des rapports de branchement, mais suppose une bonne connaissance de l'intensité du flux de K^o et de l'efficacité de détection du mode étudié dans chacune des positions du détecteur.

c) soit enfin par mesure de tous les taux de désintégrations du K_L^o dans un détecteur fixe. C'est la méthode que nous avons utilisée.

Nous présentons ci-après, sous forme de tableau, 7 expériences qui ont permis d'évaluer τ_L. Les 3 premières expériences utilisent la méthode a), et les 3 suivantes la méthode b). La dernière est notre propre expérience.

Référence	Technique utilisée	Valeur de τ_L en unités 10^{-8}s
DARMON, VII.43	$\pi^- p \to \Lambda K$ dans C.B.L.L.(*) $\to \Gamma$ (chargés) $= (17,0 \pm 6,5) 10^6$	$\tau_L = 5,1^{+2,4}_{-1,3}$
ALEXANDER, VII.20	$\pi^- p \to \Lambda K$ dans C.B.H. $\to \Gamma_\mu + \Gamma_e = (9,31 \pm 2,49) 10^6$	$\tau_L = 6,8^{+2,6}_{-1,3}$
AUERBACH, VII.30	$\pi^- p \to \Lambda^o K^o$ avant C.E. $\to \Gamma$(chargés) $= (15,8 \pm 1,9) 10^6$	$\tau_L = 4,8 \pm 0,5$
BARDON, VII.44	Faisceau K_L^o dans C.W. à 5 m. et 21 m. de la cible	$\tau_L = 8,4 \pm 2,8$
FUJII, VII.45	Faisceau K_L^o dans C.E.	$\tau_L = 5,3 \pm 0,6$
ASTBURY, VII.46	Faisceau K_L^o dans C.W. à 30, 40 et 50 m.	$\tau_L = 6,1^{+1,5}_{-1,2}$
Notre expérience	$K^+ n \to K^o p$ dans C.B.L.L. $\to$ mesure de tous les Γ	$\tau_L = 5,15^{+0,56}_{-0,47}$

(*) voir définitions des abréviations au bas de la page 155.

On peut faire, au vu de ce tableau, les constatations suivantes :

- la moyenne pondérée des trois premiers résultats (expérience de mesure des Γ(chargés) est $4,93 \pm 0,47$ (*);

- les trois expériences de mesure de τ_L avec déplacement du détecteur (VII.44, 45 et 46) donnent $5,54 \pm 0,54$ (**);

- ces deux moyennes sont différentes, mais néanmoins compatibles à 1,3 écart.

- notre propre résultat ($5,15 \pm 0,52$) est lui-même en bon accord avec la moyenne des trois mesures directes ($5,54 \pm 0,54$).

Faisons maintenant quelques remarques concernant notre mesure de τ_L.

2) *Détermination de τ_L dans notre expérience.*

a) Remarque sur la méthode de détermination de $\tau_L \pm \Delta\tau_L$.

La valeur de τ_L que nous donnons comme la plus probable ($5,15 \cdot 10^{-8}$) ne demande pas de commentaires, puisqu'elle est simplement obtenue en additionnant les Γ partiels de chaque mode (qui sont tous rassemblés dans le tableau page 176), d'où $\tau_L = \left[\sum_i \Gamma_i\right]^{-1}$.

Nous devons, par contre, préciser la manière dont a été obtenue l'incertitude $\Delta\tau_L = {}^{+0,56}_{-0,47}$

(*) Si l'on prend pour Γ_{+-o} et Γ_{ooo} les meilleures valeurs actuelles au lieu de celles connues des auteurs à l'époque de leur publication, ce résultat n'est que peu modifié : 4,95 au lieu de 4,93.

(**) La valeur citée par TRILLING (réf. I.5, p. 132) ne tient compte que des deux dernières valeurs publiées (VII.45 et 46) qui donnent $5,4 \pm 0,5$.

Si nous avions mesuré de manière indépendante chaque Γ_i, nous aurions pu composer quadratiquement les erreurs partielles $\Delta\Gamma_i$. Cela nous aurait donné

$$\tau_L = (5,15\ ^{+0,50}_{-0,40})\ 10^{-8}\ \text{sec.}$$

Mais cette incertitude est sous-estimée, puisque les Γ_i partiels ne sont pas indépendants. En effet, chaque Γ_i est de la forme $\Gamma_i = \frac{N_i}{T_i}$, et les temps observables T_i ont été calculés à partir du même lot de $K^o_S \to 2\pi$.

Pour tenir compte de cette corrélation entre les Γ_i, nous avons utilisé un calcul (*) de maximum de vraisemblance à 4 paramètres (les 4 rapports de branchements).

C'est par cette méthode qu'a été obtenue l'incertitude qui figure au bas du tableau, page 172.

b) Retour sur les hypothèses de calcul utilisées.

Outre l'invariance sous PC, les hypothèses sur lesquelles reposent la détermination de τ_L et les résultats que nous venons de donner sont les suivantes :

- pour la mesure de Γ_μ et de Γ_e, la validité de la règle $\Delta S = \Delta Q$. Celle-ci ne joue pratiquement pas sur la valeur de Γ_μ (voir ch. IV), mais intervient sensiblement dans l'évaluation de Γ_e ; cependant, la valeur de τ_L que nous obtenons en supposant une contribution d'amplitude $\Delta S = -\Delta Q$ (**) est $5,10 \pm 0,53$, donc peu différente de celle donnée dans l'hypothèse $\Delta S = \Delta Q$.

- pour la mesure de $\Gamma_L(3\pi)$, l'absence de désintégrations $K^o_S \to 3\pi$, et l'hypothèse que les transitions $K^o \to \pi\pi\gamma$ proviennent uniquement du bremsstrahlung interne du K^o_S.

(*) dû à MM. BEHR et PASCAUD.

(**) $x = -0,1$, donc $\Gamma_L(\pi e\nu) = (7,56 \pm 0,83)10^6\ s^{-1}$; cfr. ch. V.

Cette dernière hypothèse a été vérifiée précédemment (cfr. ch. VI, p. 136). Quant à la possibilité de transitions $K^o_S \to 3\pi$, nous avons dit (page 147) qu'elles ne peuvent pas modifier de manière sensible la valeur de $\Gamma_L(3\pi)$, donc de τ_L, tant que $\Gamma_S(3\pi)$ est petit devant $\Gamma_L(3\pi)$, ce que nous avons constaté.

- pour la mesure de tous les Γ partiels, la connaissance de la différence de masse $\Delta m = |m_{K^o_S} - m_{K^o_L}|$. Celle-ci est actuellement déterminée à 13 % (cfr. p. 156), et une variation de cet ordre pour Δm n'entraîne qu'une variation de moins de un pour-cent pour τ_L.

3) *Conclusions:*

Notre détermination de τ_L est pratiquement indépendante des diverses hypothèses utilisées.

D'autre part, elle est en bon accord avec les déterminations faites par mesure de l'atténuation d'un des modes de désintégration le long d'un faisceau de K^o_L. Nous pouvons donc dire que s'il existait un mode de désintégration du K^o_L qui n'ait encore jamais été observé, ce mode serait au plus de l'ordre de quelques pour-cent de l'ensemble des modes connus.

Enfin, nous pouvons comparer notre valeur de τ_L avec celle que l'on peut déduire des taux de désintégration du K^+, et des règles $\Delta I = \frac{1}{2}$ leptonique et non leptonique. Ces deux règles conjointes permettent d'écrire (voir p. 160 et 166) :

$$\Gamma^o_L = 2\Gamma_e^+ + 2\Gamma_\mu^+ + 1{,}496\ \Gamma^+_{++-} + 0{,}77\ \Gamma^+_{+oo}$$

Prenant les valeurs admises actuellement pour les Γ^+ (réf. I.5, p. 130), on attend donc $\Gamma^o_L = (20{,}1 \pm 0{,}7)10^6\ sec^{-1}$, alors que notre expérience donne :

$$\Gamma^o_L = (19{,}44 \pm 1{,}95)10^6\ sec^{-1}.$$

La compatibilité de ces deux valeurs résulte évidemment de l'accord déjà constaté séparément dans chaque mode avec les prédictions des deux règles $\Delta I = \frac{1}{2}$.

CONCLUSION GENERALE

A l'issue de cet exposé, nous pouvons dresser le tableau suivant, qui résume toute notre expérience:

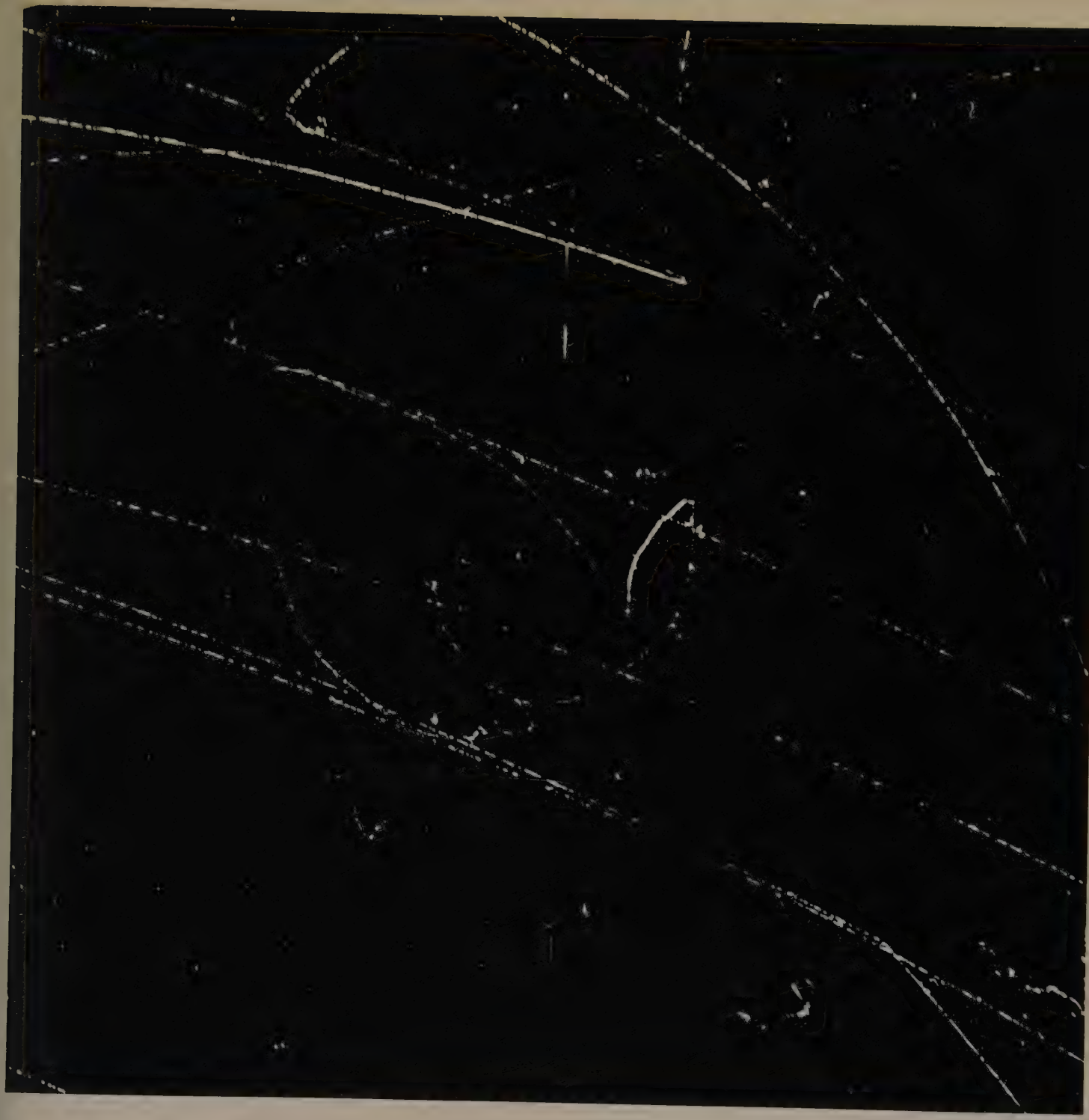
MODE	Hypothèses (outre CP)	RESULTATS (unités : $h/c^2\tau_S$ pour Δm, et $10^6 S^{-1}$ pour les Γ)				CONCLUSIONS
		$\Delta m = (m_{K^o_S} - m_{K^o_L})$	$x = \frac{a(\Delta S=-\Delta Q)}{a(\Delta S=\Delta Q)}$	Γ_{S_β}	Γ_{L_β}	Accord avec $\Delta I = 1/2$ leptonique. puisque:
$K^o \to \pi^- e^+ \nu$ 191 évènements	$\Delta S = \pm \Delta Q$	$0,5 \pm 0,2$	$-0,1 \pm 0,1$	$5,06 \pm 0,56$	$7,56 \pm 0,83$	$\frac{a(3/2, 3/2)}{a(1/2, 1/2)} = (8 \pm 8)\%$
	$\Delta S = \Delta Q$	$0,6 \pm 0,2$	0	$\Gamma_{S_\beta} = \Gamma_{L_\beta} = 7,31 \pm 0,73$		$\frac{a(3/2, 1/2)}{a(1/2, 1/2)} = (3 \pm 4)\%$
$K^\pm \to \pi^- \mu^+ \nu$ 19 evts.	$\Delta S = \Delta Q$	$\Gamma_{S_\mu} = \Gamma_{L_\mu} = 4,54 \,^{+1,24}_{-1,08}$				Accord avec $\Delta I = 1/2$ lept. , puisque ($K\beta$+ $K\mu$ donnent: $\frac{a(3/2, 1/2)}{a(1/2, 1/2)} = (1 \pm 2)\%$
$K^o \to \pi^+ \pi^- \gamma$ 5 evts.	$K^o_L \not\to \pi\pi\gamma$	$r = \frac{\Gamma(K^o_S \to \pi^+\pi^-\gamma \ , E^*_\gamma > 50 \text{ Mev})}{\Gamma(K^o_S \to \pi^+\pi^-)} = (2,3 \pm 1,3) 10^{-3}$				Accord avec bremsstr. interne du K^o_S qui prévoit $r = 2,5.10^{-3}$
$K^o \to \pi^+ \pi^- \pi^o$ 135 evts	$K^o_S \not\to \pi^+ \pi^- \pi^o$ $\lvert\mathcal{M}\rvert^2 \propto 1 - \gamma \frac{T^*_{\pi^o}}{M_K}$	$\Gamma_L(\pi^+\pi^-\pi^o) = 2,67 \pm 0,28$ $\gamma^o(\pi^+\pi^-\pi^o) = -(7,7 \,^{+0,9}_{-1,1})$				Accord avec $\Delta I = 1/2$ non leptonique, puisque:
$K^o \to 3\,\pi^o$ 29 evts.	$K^o_S \not\to 3\,\pi^o$	$\Gamma_L(\pi^o\pi^o\pi^o) = 4,92 \,^{+1,08}_{-0,92}$				$\mathrm{Re}(\frac{a_{3/2}}{a_{1/2}}) = (0,7 \pm 3,5)\%$
Tous les modes	Pas de modes non vus	$\Gamma^o_L(\text{total}) = 19,44 \pm 1,95$ $\tau_L = (5,15 \,^{+0,56}_{-0,47}) 10^{-8}$ sec.				Accord avec les 2 règl $\Delta I = 1/2$ qui prévoien $\Gamma^o_L = 20,1 \pm 0,7$

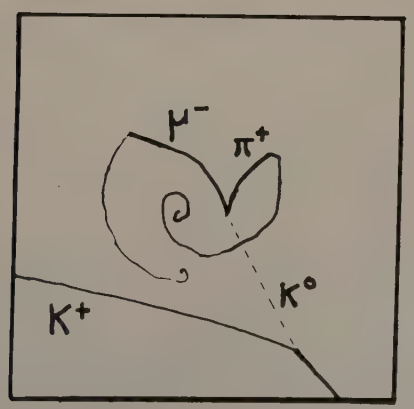
Nous avons pu entreprendre, dans une seule et même expérience l'étude de tous les modes de désintégration du K_L^o. Celle-ci a donc permis de mesurer, outre les divers taux de désintégration, la vie moyenne du K_L^o, sans hypothèse sur les rapports de branchement entre les différents modes.

Par ailleurs, nos résultats sont très compatibles avec les prédictions des trois règles suivantes: $\Delta S = \Delta Q$ leptonique, $\Delta I = \frac{1}{2}$ leptonique, et $\Delta I = \frac{1}{2}$ non leptonique. Bien sûr, il est impossible d'affirmer que ces règles sont rigoureusement vérifiées. Mais au vu des chiffres de la dernière colonne du tableau précédent, on peut penser que les amplitudes qui violent ces différentes règles ne sont présentes qu'en proportion minime.

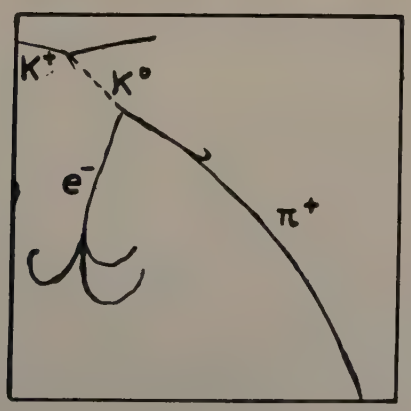
Finalement, le côté le plus frappant de nos résultats est que, sans faire intervenir la violation de PC, nous trouvons un bon accord avec les règles de sélection étudiées.

En particulier pour la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$ non leptonique, les limites permises pour la violation sont très faibles, et il semble que cette règle soit l'une des plus solides de la physique des particules.

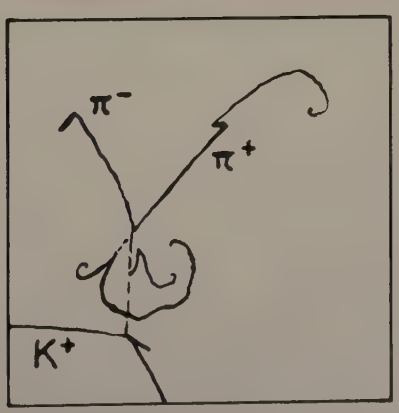




$K^0 \rightarrow \mu^- \pi^+ \bar{\nu}$

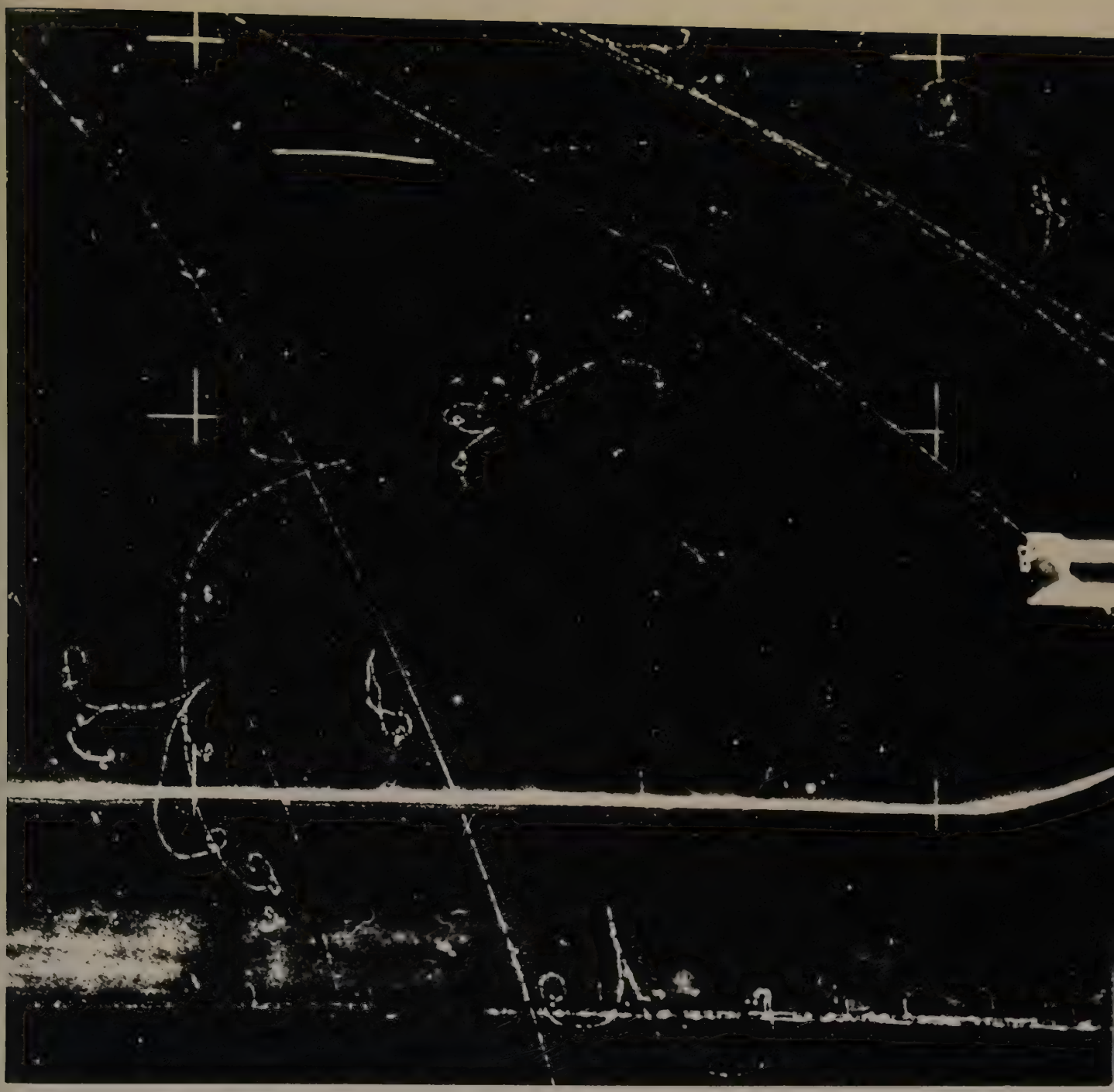


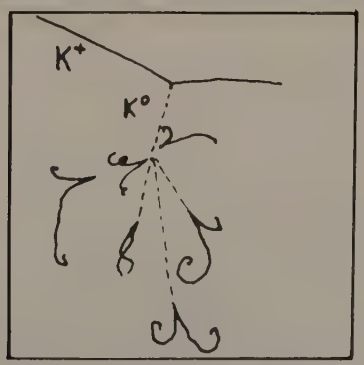
$$K^{\circ} \rightarrow e^{-} \pi^{+} \bar{\nu}$$



$$K^{\circ} \rightarrow \pi^{+} \pi^{-} \pi^{\circ}$$

$$\pi^{\circ} \rightarrow \gamma \gamma$$





$K^{\circ} \rightarrow \pi^{\circ}\,\pi^{\circ}\,\pi^{\circ}$

$3 \times (\pi^{\circ} \rightarrow \gamma\,\gamma)$

REFERENCES

Abréviations utilisées

A.P.	Annals of Physics
C.E.R.N.	rapports jaunes du C.E.R.N
J.E.T.P.	Journal of Experimental and Theoretical physics(USSR)
N.C.	Il Nuovo Cimento
N.P.	Nuclear Physics
N.S.	Annual Review of Nuclear Science
P.L.	Physics Letters
P.R.	Physical Review
P.R.L.	Physical Review Letters
R.M.P.	Review of Modern Physics
R.S.I.	Review of Scientific Instruments
AIX	Comptes rendus de la conf. Internat. sur les particules élémentaires à AIX en PROVENCE
SIENNE	" " " " " à SIENNE
BROOKH.	Proceedings of internat. Conf. on weak interactions at BROOKHAVEN
ARGONNE	" " " " " at ARGONNE
ROCH.	Proc. of annual Conf. on high energy Physics at C.E.R.N.
DUBNA	Proc. of 12th Internat. Conf. on high energy Physics at DUBNA
OXFORD	Proc. of Internat. Conf. on Elementary Particles at OXFORD

I 1 : M. GELL MANN, A. PAIS, P.R. 97, 1387 (1955)

I 2 : T.D. LEE, R. OEHME, C.N. YANG, P.R. 106, 340 (1957)

I 3 : BURGY et al, P.R.L., 1, 324 (1958)

CLARK et al, P.R.L., 1, 100 (1958)

I 4 : J.H.CHRISTENSON et al, P.R.L., 13, 138, (1964)

: W. GALBRAITH et al, P.R.L. 14, 383, (1965)

: V.L. FITCH et al, P.R.L. 15, 73, (1965)

I 5 : G.H. TRILLING, Argonne (1965), page 115

I 6 : T.T. WU, C.N. YANG, P.R.L. 13, 380, (1964)

I 7 : V. WEISSKOPF, E. WIGNER, Zeitung für Physik, 63, 54, (1930) et 65, 18, (1930)

I 8 : E. FERMI, N.C. 11, 1, (1934)
E.J. KONOPINSKI, H.M. MAHMOUD, P.R. 92, 1045 (1953)

I 9 : R.P. FEYNMAN, M.GELL-MANN, P.R.109, 193, (1958)

I 10 : E.C.G. SUDARSHAN, R.E. MARSHAK, Proceedingsof Padua Conference on mesons (1957)

I 11 : Ph. MEYER, Cargese Summer School of theoretical Physics (1963)

I 12 : X. DE BOUARD et al, P.L. 15, 58 (1965)

I 13 : L. OKUN, B. PONTECORVO, J.E.T.P. 5, 1297 (1957)

I 14 : L. BEHR , Thèse de Doctorat, Paris n° 5362 (1965)

I 15 : L. WOLFENSTEIN, N.C. 42A, 17, (1966)

I 16 : D.NEAGU et al, P.R.L. 6, 552, (1961)

I 17 : J.M. GAILLARD, communication privée.

I 18 : S. OKUBO et al, P.R. 112, 665, (1958) et P.R.L. 2, 12 (1959)

I 19 : M. GELL-MANN et A.H. ROSENFELD, N.S. 7, 459, (1957)

I 20 : D.W. CARPENTER et al, Argonne(1965) page 98

I 21 : W.J. WILLIS, Argonne (1965) page 160

I 22 : J.S. BELL et J. STEINBERGER, Oxford (1965) page 195

II 1 : D.A. GLASER, Roch. (1958) page 272

II 2 : R.P. ELY et al, AIX (1961) vol.I, page 209
Voir aussi référence VII 19

II 3 : B. AUBERT, C.E.R.N. 62 - 26 (1962)
Voir aussi référence II 6 page 5

II 4 : M. BLOCH et al, R.S.I. 32, 1302, (1961)

II 5 : X. SAUTERON, Thèse d' Ing. Docteur, Paris n° 734 (1962)

II 6 : B. AUBERT , Thèse de Doctorat, Paris n° 4305, (1964)

II 7 : L. BOSSET, J. HENNESSY, Programme Bull □ , Rapport Compagnie Bull- C.N.C.E.

II 8 : R. Böck, C.E.R.N. 61-29 (1961), et A.M. CHOPS, C.E.R.N. 63-12 (1963)

II 9 : L. BEHR , Thèse de 3ème cycle, Paris (1962)
L. BEHR, P. MITTNER, C.E.R.N. 63-23 (1962)

III 1 : A. ROSENFELD et al, R.M.P. 37, 633 (1965)
III 2 : L. JAUNEAU, D. MORELLET, C.E.R.N. 64-13 (1964) page 60

IV 1 : B. ROSSI, " High energy particles " page 64
R.D. EVANS, " The atomic nucleus" pages 840, 869, 887,(1955)
IV 2 : A. ROUSSET, Brookh. (1963) page 363
IV 3 : J.J. VEILLET Thèse de 3ème cycle (Paris 1962)
IV 4 : Voir I 14, page 98, où sont cités tous les résultats utilisés.
IV 5 : W. SLATER et al, P.R.L. 7, 378, (1961)
IV 6 : T.F. STUBBS et al, P.R.L. 7, 188; (1961)
IV 7 : J.L. BROWN et al, Roch. (1962) page 462
IV 8 : H. PRIMAKOFF, Roch. (1955) page 174
H. PRIMAKOFF R.M.P. 31,802 (1959)
A. FUJII et H. PRIMAKOFF, N.C. 12, 327, (1959)
IV 9 : J.C. SENS et al, P.R. 113, 679, (1959)
R.A. REITER et al, P.R.L. 5, 22 (1960)
IV 10 : J. SIX Thèse de Doctorat d'état, Paris n° 4753 (1962) p.79
L. WOLFENSTEIN, Brookh. (1963) page 292
IV 11 : W.L. KNIGHT et al, N.C. 32, 607 (1964)
IV 12 : Moyennes des 3 valeurs suivantes:
0,665±0,014 J.L. BROWN et al P.R. 130, 769, (1963)
0,712±0,021 M. CHRETIEN et al, P.R. 131, 2208 (1963)
0,740±0,024 J.A. ANDERSON et al, Roch. (1962) Page 836

V 1 : B. AUBERT et al, SIENNE 1963 , page 39
" " P.L. 10 , 215 , (1964)
" " DUBNA 1964 (à paraître)
" " P.L. 11 , 267 , (1964)
" " ARGONNE 1965 , page 153
" " P.L. 17 , 59 (1965)
V 2 : N.P. SAMIOS et al, Roch. (1960) page 35

V 3 : W. HEITLER, " The Quantum theory of radiations " (1954) p. 292
L. EYGES, P.R. 76, 264 (1949)
Voir aussi référence II 9

VI 1 : B. AUBERT et al, SIENNE (1968) vol.I, page 20
VI 2 : B. AUBERT et al, P.L. 10, 250 (1964)
P. PETIAU, thèse de Doctorat, Paris n° 5106 (1964)
L. BEHR et al, DUBNA 1964 (à paraître)
V. BRISSON et al, " " "
L. BEHR et al, ARGONNE 1965 , page 59
VI 3 : R.H. DALITZ, P.R. 99, 915 (1955)
J.D. GOOD, P.R. 113, 352 (1959)
H. CHEW, N.C. 26, 1109 (1962)
VI 4 : B.M.K. NEFKENS et al, P.L. 19, 706 (1966)
VI 5 : S.WEINBERG, P.R.L. 4, 87 (1960)
R.F.SAWYER et K.C. WALI, N.C. 17, 938 (1960)
G. BARTON et al, P.R. 130, 783 (1963)

VII I : PAIS, PICCIONI, P.R.100, 1487 (1955)
FRY, SACHS, P.R.109, 2212 (1958)
VII 2 : TREIMAN, SACHS, P.R. 103, 1545 (1956)
VII 3 : M.L. GOOD, P.R. 110, 550 (1958)
VII 4 : I. KOBZAREV, L.OKUN, J.E.T.P. 12, 426 (1961)
VII 5 : N. BISWAS, P.R.118, 866 (1960)
VII 6 : G.MEISNER et al, Brookh. (1963) page 67
Voir aussi VII 47 (remarque de CRAWFORD, page 229)
VII 7 : E. BOLDT et al, P.R.L. 1, 150 (1958)
VII 8 : R.H. GOOD et al, P.R. 124, 1223 (1961)
VII 9 : V.L. FITCH et al, N.C. 22, 1160 (1961)
VII 10 : U. CAMERINI et al, P.R. 128, 362 (1962)
VII 11 : T. FUJII et al, P.R.L. 13, 253 (1964)
VII 12 : J.H. CHRISTENSON et al, P.R. 140B, 74 (1965)
VII 13 : V.L. FITCH et al, P.R.L. 15, 73 (1965)

VII 14 : M.E.VISHNEVSKY et al, P.L. 18, 339 (1965)

VII 15 : M. BALDO-CEOLIN et al, N.C. 32, 684 (1965)*

VII 16 : C.A. STEINBERGER et al , P.L., 20, 207 (1966)

VII 17 : G.W. MEISNER et al, P.R.L. 16, 278 (1966)

VII 18 : B. AUBERT et al, P.L. 17, 59 (1965)**

VII 19 : P.P. ELY et al, P.R.L. 8, 132 (1962)

VII 20 : G. ALEXANDER et al, P.R.L. 9, 69,(1962)

VII 21 : P. FRANZINI et al, P.R. 140, B127 (1965)

VII 22 : R. CESTER et al, P.L. 15, 198 (1965)

VII 23 : BISI et al, P.R.L. 10, 498 (1963)

R. BIRGE et al, P.R.L. 11, 523 (1963) et P.R. 139B, 1600(1965)

VII 24 : W.J. WILLIS, ARGONNE (1965) page 159

VII 25 : A.B. GALTIERI et al,P.R.L. 9, 26(1962) ($1\Sigma^+ \to n\mu^+\nu$ en émulsion)

U. NAUENBERG et al, P.R.L. 12, 679 (1964)

($1\Sigma^+ \to n\, e^+ \nu$ en C.B.H.)

H. COURANT et al, P.R. 136B, 1791 (1964)

C.T. MURPHY, P.R. 134B, 188 (1964)

VII 26 : W.F. FRY, Brookh. (1963) page 3

W.J. WILLIS, ARGONNE (1965) page 162

VII 27 : R.K. ADAIR, L.B. LEIPUNER, P.L. 12, 67 (1964)

VII 28 : D. LUERS et al, P.R. 133 B, 1276 (1964)

VII 29 : P. ASTBURY et al, P.L. 16, 80 (1965)

VII 30 : L. AUERBACH et al, P.R.L. 14, 192 (1965)

VII 31 : N. BRENE et al, N.P. 22, 553 (1961)

Voir aussi J.D. JACKSON, Ecole d'été Brandeis (1962) page 355

---

* Expérience utilisant des photos prises avec la même faisceau et la même chambre que pour VII 18, mais analysées indépendamment.

** L'étude présentée dans cet article ne suppose pas forcément la conservation de PC, d'où les différences entre les résultats de cet article et notre étude.

VII 32 : G.P. FISHER et al, ARGONNE (1965) page 83.

VII 33 : S.W. MAC DOWELL, P.R. 116, 1047 (1959).
J. BERNSTEIN et S. WEINBERG P.R.L. 5, 481 (1960).

VII 34 : P. ASTBURY et al, P.L. 18, 175 (1965).

VII 35 : H.W.K. HOPKINS et al, ARGONNE (1965) page 49.

VII 36 : P. GUIDONI et al, ARGONNE (1965) page 49.

VII 37 : M.K. ANIKINA et al, J.E.T.P. 19, 42 (1964).

VII 38 : A.S. ALEKSANYAN et al, J.E.T.P. 19, 1019 (1964).

VII 39 : J.A. ANDERSON et al, P.R.L. 14, 475 (1965).

VII 40 : L. BEHR et al, ARGONNE (1965) page 59.

VII 41 : F. EISLER et al, N.C. 5, 1700 (1957).

VII 42 : B.P. GREGORY, Conférence de VENISE (1957).

VII 43 : J. DARMON et al, P.L. 3, 57 (1962).

VII 44 : M. BARDON et al, A.P. 5, 156 (1958).

VII 45 : T. FUJII, G.T. ZORN et al, DUBNA (1964) à paraître.
Résultat mentionné dans la référence I 5, page 132.

VII 46 : P. ASTBURY et al, P.L. 18, 178 (1965).

VII 47 : M.L. GOOD, ARGONNE (1965) page 215.

VII 48 : C.J.B. HAWKINS, P.L. 21, 238 (1966).

VII 49 : M. BOTT-BODENHAUSEN et al, P.L. 20, 212 (1966).

REMERCIEMENTS

Monsieur le Professeur L. LEPRINCE RINGUET m'a, le premier, fait découvrir combien la recherche en physique expérimentale pouvait être passionnante; qu'il veuille bien agréer le témoignage de ma profonde reconnaissance.

C'est dans son laboratoire de l'Ecole Polytechnique qu'a pu être entreprise l'expérience dont je viens de rendre compte. Cette expérience a été achevée au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'ORSAY. Nous y avons tout de suite apprécié l'atmosphère si sympathique créée par Monsieur le Professeur A. BLANC-LAPIERRE; pour cela, et pour toutes les facilités qu'il nous a accordées, nous le prions de trouver ici l'expression de nos remerciements très chaleureux.

Une oeuvre d'aussi longue haleine n'a pu être menée à son terme que par une équipe cohérente et dynamique. Le mérite d'avoir formé et dirigé une telle équipe revient à Monsieur le Professeur A. LAGARRIGUE; sa présence, ses conseils et sa compétence ont été indispensables à chacune des étapes de notre travail, depuis la conception et la réalisation de l'expérience, jusqu'à la solution des nombreux problèmes soulevés ultérieurement en cours d'analyse. Je lui exprime la sincère gratitude de tous les membres de son équipe.

Ceux-ci n'ont pas ménagé leur peine, chacun selon ses talents. M. B. AUBERT a su coordonner les efforts de tous. MM. L. BEHR et C. PASCAUD ont apporté la clarté et la rigueur de leurs connaissances mathématiques; avec eux, M. L.M. CHOUNET a assumé la partie ingrate, mais nécessaire, de programmation des calculs; dans ce domaine, nous avons également une dette envers MM. J. HENNESSY, J. SIX, D. MORELLET, et F. JACQUET. - Mme V. BRISSON et M. P. PETIAU ont spécialement pris en charge l'analyse des désintégrations $3\pi^{o}$. D'autres encore ont apporté en leur temps une contribution appréciable à ce travail collectif; je pense surtout à Melles. A. ORKIN-LECOURTOIS, H. STERN, et MM. M. BLOCH, P. MITTNER et F.L. CANAVAN.

Je remercie amicalement chacun d'entre eux, et plus particulièrement M. B. AUBERT, dont les critiques pertinentes et les encouragements m'ont toujours été des plus précieux.

Messieurs J. PRENTKI et L. JAUNEAU m'ont grandement aidé à comprendre plusieurs points délicats de la théorie des interactions faibles; qu'ils soient assurés de ma reconnaissance pour les nombreuses heures qu'ils ont bien voulu me consacrer.

Nous gardons un excellent souvenir de notre passage au Collège de France, où M. A. ASTIER et ses collaborateurs ont tout fait pour nous procurer d'excellentes conditions de travail. Qu'ils en soient sincèrement remerciés.

Dépouiller 300.000 photographies et en mesurer plusieurs milliers constitue une tâche bien aride parfois. Nombreux sont ceux qui ont participé à cette entreprise; je ne peux les nommer tous, mais tous méritent de vifs remerciements. Beaucoup ne sont plus dans notre groupe, mais ils se souviennent, j'en suis certain, de celles qui ont organisé leur travail avec dévouement, efficacité et gentillesse, comme Mmes C. PICOU, G. BANASIK, M.J. IRRMANN, K. KERJOLIS, et Melles M. OBIOL, A. KRIEG, M. SANNIER et C. LEDOUX.

Je veux mentionner et remercier également toutes les personnes qui, pour des raisons diverses, ont joué un rôle essentiel dans cette expérience : les ingénieurs et techniciens du synchrotron à protons du C.E.R.N., et tous ceux dont M. P. RANÇON, qui ont permis le bon fonctionnement de la chambre à bulles; l'ensemble des mécaniciens du laboratoire, responsables de la marche des appareils de dépouillement et de mesure des clichés; le groupe des opérateurs des centres de calcul IBM 7090 de SACLAY et UNIVAC 1107 d'ORSAY, où MM. BUJON et TERRANOVA ont acheminé nos programmes; enfin, Mme F.PARISOT qui a assuré avec soin et diligence la frappe de mon manuscrit, ainsi que Melle M. DUCROS et M. R. MOTTA auxquels je suis redevable du tirage des figures et clichés illustrant ces pages. L'impression définitive a été faite par M. C. HERIN.

Je suis très reconnaissant au C.N.R.S. de m'avoir permis cette étude, grâce à l'allocation de recherche qu'il m'a accordée.

TABLE DES MATIERES.

	Pages
Introduction.	5
Chapitre I: Intoduction théorique.	7
A. Remarque liminaire.	8
B. Généralités sur les mésons K.	9
C. Désintégration d'un état K^o pur. Définition des taux de désintégration	14
D. Introduction des règles de sélection.	20
E. Conclusion. Les règles de sélection et notre expérience.	28
Chapitre II : Introduction expérimentale .	30
A. Position chronologique de notre expérience.	31
B. Conditions expérimentales de notre étude.	32
C. Organisation de notre étude.	37
Chapitre III : Etude du mode $K^o_S \to \pi^+ \pi^-$.	47
A. Introduction.	48
B. Recherche et analyse des K 2π .	49
C. Pondération des K2π .	52
D. Conclusions.	55
Chapitre IV : Etude du mode $K^o \to \pi \mu \nu$.	64
A. Introduction.	66
B. Estimation du nombre de Kμ attendus.	69
C. Obtention des N évènements expérimentaux.	76
D. Obtention du temps observable T .	85
E. Obtention du nombre de faux Kμ gardés parmi les N évènements.	93
F. Valeur de $\Gamma_\mu \pm \Delta \Gamma_\mu$. Critique du résultat.	96

Chapitre V : Etude du mode $K^\circ \to \pi\, e\, \nu$. 107

A. Introduction. 108

B. Calcul du nombre N d'évènements Kβ . 112

C. Calcul du temps observable T . 122

D. Résultats obtenus pour x, Δm, Γ_{S_β} et Γ_{L_β} . 125

Chapitre VI : Etude des modes non leptoniques. 135

A. Généralités. Modes $\pi^+ \pi^- \gamma$. 136

B. Etude du mode $K_L^\circ \to \pi^+ \pi^- \pi^\circ$. 138

C. Etude du mode $K_L^\circ \to \pi^\circ \pi^\circ \pi^\circ$. 142

D. Résultats. 144

Chapitre VII : Les règles de sélection et notre expérience. Vie moyenne du K_L°. 151

A. Introduction. 152

B. Modes leptoniques. 153

C. Modes non leptoniques. 165

D. Vie moyenne du K_L° . 171

Conclusion générale. 176

Exemples de désintégrations $K^\circ \to \pi\, \mu\, \nu$, $K^\circ \to \pi\, e\, \nu$, $K^\circ \to \pi^+ \pi^- \pi^\circ$. 179

Références. 187

Remerciements. 193

Table des matières. 195

*

* *

*